



Etude de la structure du ^{44}S par sa décroissance isomérique

Carole Force

► To cite this version:

Carole Force. Etude de la structure du ^{44}S par sa décroissance isomérique. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2009. Français. NNT: . tel-00430125

HAL Id: tel-00430125

<https://theses.hal.science/tel-00430125>

Submitted on 5 Nov 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 09 03

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

GANIL
Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / IN²P³

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. : Sciences
ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

présentée par

M^{elle} **Carole FORCE**

et soutenue

le 16 Octobre 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

**Titre : Etude de la structure du ^{44}S par sa
décroissance isomérique**

MEMBRES du JURY

Mr Catalin Borcea, Professeur, Université de Bucarest (*rapporteur*)

Mr Wolfram Korten, Docteur Ingénieur, CEA-Saclay (*rapporteur*)

Mme Dominique Guillemaud-Mueller, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay

Mr Jean-Claude Angélique, Professeur, Université de Caen-Basse Normandie

Mr Piet Van Isacker, Docteur Ingénieur, CEA-GANIL

Mr Olivier Sorlin, Directeur de recherche CNRS, GANIL (*Directeur de thèse*)



Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 09 03

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

GANIL
Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / IN²P³

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. : Sciences
ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

présentée par

M^{elle} **Carole FORCE**

et soutenue

le 16 Octobre 2009

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

Arrêté du 07 août 2006

**Titre : Etude de la structure du ^{44}S par sa
décroissance isomérique**

MEMBRES du JURY

Mr Catalin Borcea, Professeur, Université de Bucarest (*rapporteur*)

Mr Wolfram Korten, Docteur Ingénieur, CEA-Saclay (*rapporteur*)

Mme Dominique Guillemaud-Mueller, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay

Mr Jean-Claude Angélique, Professeur, Université de Caen-Basse Normandie

Mr Piet Van Isacker, Docteur Ingénieur, CEA-GANIL

Mr Olivier Sorlin, Directeur de recherche CNRS, GANIL (*Directeur de thèse*)

Remerciements

Je remercie W. Korten et C. Borcea d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie P. Van Isacker, D. Guillemaud-Mueller et J.-C. Angélique d'avoir accepté de faire parti de ce jury de thèse.

Ce fut trois années difficiles mais j'y suis finalement arrivé au bout. Je remercie Stéphane Grévy, mon directeur de thèse "officieux", pour m'avoir permis d'y arriver, je n'aurais pas réussi sans toi. Durant ces trois années, j'aurais beaucoup appris, surtout humainement. Je te remercie pour ton aide tout au long de la thèse et particulièrement pour la rédaction du manuscrit et la soutenance de thèse. Je remercie aussi Olivier Sorlin pour ses conseils durant la thèse et lors de la préparation de la soutenance. Je remercie aussi Lucia qui est arrivée dans le groupe cette année et qui est très énergique. Elle m'a permis d'arriver au bout de cette thèse en me communiquant son énergie lorsque je n'en avais plus.

J'ai analysé cette expérience en collaboration avec Florin Rotaru. Je te remercie pour ton aide à ce travail de thèse, j'ai aimé travaillé avec toi. Je tiens aussi à remercier mes collègues de bureau, Xavier et Thomas, avec qui j'ai passé des moments agréables et qui m'ont été d'une grande aide dans les divers problèmes informatiques que j'ai pu avoir. Bon courage pour la dernière année, Xavier. Je remercie aussi Florence d'avoir été là pour échanger sur nos difficultés pendant la thèse et sur la vie en général. On a grandi toutes les deux, bonne chance pour la suite. Je voudrais remercier mes deux amis Tarek et Salima pour leur soutien durant cette thèse. Je voudrais aussi remercier tous les thésards et post-docs du GANIL que j'ai pu croiser : Cédric, Guillaume N., Antoine (bon courage pour la dernière année), Pang, Pu, Geoffroy, Marc-Olivier, Guillaume, Guillain, Kouhei, Matt, Marlène, Pedja, Alexandre, Olivier, Aurore,... Je voudrais aussi remercier tous les physiciens du GANIL et plus particulièrement Jean-Charles avec qui j'ai partagé des moments agréables notamment lors de parties de squash ou de badminton, Navin pour son aide et ses bons conseils, François pour sa qualité d'écoute et Hervé pour sa bonne humeur. Merci à tous.

Table des matières

Remerciements	3
Table des figures	9
Liste des tableaux	13
Introduction	15
1 Contexte-Motivations	17
1.1 Du noyau comme une goutte liquide pouvant se déformer...	17
1.2 aux théories de champ moyen	18
1.3 Une structure en couches et des nombres magiques	19
1.3.1 Modèle en couches	19
1.3.2 Observables des noyaux magiques	22
1.3.2.1 Energies de séparation du ou des deux derniers neutrons S_n/S_{2n}	22
1.3.2.2 Le premier état excité 2^+ d'un noyau pair-pair	24
1.3.2.3 La probabilité de transition réduite $B(E2)$ d'un noyau pair- pair	24
1.4 Etat de l'art de l'étude de la fermeture de couche $N=28$	25
1.5 Les isotopes de soufre	30
1.5.1 $^{40,42}\text{S}$	30
1.5.2 ^{43}S	31
1.5.3 ^{44}S	33
1.6 Nouvelles informations sur la structure du ^{44}S	36
1.6.1 Mesure de la force de transition monopolaire ρ^2	37
1.6.1.1 Introduction sur les transitions $E0$	37

1.6.1.2	Relation entre la force de transition monopolaire et la dé- formation	38
1.6.1.3	Détermination de la force de transition monopolaire dans le ^{44}S	42
1.6.2	Mesure de la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$. .	44
2	Expérience	47
2.1	Production du noyau exotique riche en neutrons ^{44}S	47
2.2	Sélection des noyaux ^{44}S avec le spectromètre LISE	50
2.3	Dispositif expérimental	53
2.3.1	Identification des noyaux	54
2.3.2	Position XY	55
2.3.3	Implantation	58
2.3.3.1	Dispositif d'implantation	59
2.3.3.2	Procédure expérimentale d'implantation	60
2.3.4	Dispositif de détection : Si(Li), Clovers	60
2.4	Electronique et Acquisition	63
2.4.1	Electronique associée aux détecteurs E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto	63
2.4.2	Electronique associée aux détecteurs Si(Li)/Clovers	65
3	Analyse	69
3.1	Analyse des Ions Lourds	69
3.1.1	Identification des noyaux ^{44}S	69
3.1.2	Sélection des noyaux ^{44}S implantés	70
3.1.3	Sélection en position XY	72
3.2	Analyse des produits de décroissance de l'état isomère 0_2^+ du ^{44}S : les électrons	76
3.2.1	Spectres obtenus	76
3.2.2	Détermination des efficacités Si(Li)	81
3.2.2.1	Test de la simulation avec la source radioactive de ^{207}Bi .	81
3.2.2.2	Détermination du décalage de la chambre	88
3.2.2.3	Application de la simulation à la distribution expérimen- tale ^{44}S	91
3.2.3	Détermination du nombre d'électrons émis	94
3.2.3.1	Extraction du nombre d'électrons détectés	94

3.2.3.2	Correction par l'efficacité	94
3.3	Analyse des produits de décroissance de l'état isomère 0_2^+ du ^{44}S : les gammas	97
3.3.1	Spectres obtenus	97
3.3.2	Détermination des efficacités Ge	99
3.3.2.1	Test de la simulation avec la source radioactive d' ^{152}Eu . .	99
3.3.2.2	Application de la simulation à la distribution expérimentale ^{44}S	105
3.3.3	Détermination du nombre de gammas émis	107
3.3.3.1	Extraction du nombre de gammas détectés	107
3.3.3.2	Correction par l'efficacité	111
4	Résultats	113
4.1	Détermination des facteurs électroniques Ω_{IC} et Ω_{IPF}	113
4.1.1	Facteur électronique Ω_{IC}	114
4.1.2	Facteur électronique Ω_{IPF}	116
4.2	Rapport d'embranchement R de l'état isomère 0_2^+	119
4.3	Probabilité de transition réduite $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	120
4.4	Force de transition monopolaire ρ^2 entre les états 0_1^+ et 0_2^+	121
4.5	Probabilité de transition réduite $B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	121
4.6	Calcul du taux isomérique	122
5	Interprétations	123
5.1	Modèle simple de mélange à deux niveaux	124
5.2	Calculs modèle en couches	130
5.2.1	Energies des états 2_1^+ , 0_2^+ et 2_2^+	131
5.2.2	Probabilités de transition réduites E2	131
5.2.3	Décomposition des états 0_1^+ et 0_2^+ sur les configurations modèle en couches	132
5.2.4	Extension des calculs à des états excités plus élevés afin d'observer des structures déformées	136
5.3	Calculs champ moyen	139
5.4	Interprétations de la valeur de la force de transition E0, ρ^2	140
	Conclusion	147
A	Interprétation du spectre ΔE_{rot1}-ΔE_{rot2}	149

B Schémas de décroissance des sources radioactives de ^{207}Bi et d'^{152}Eu	153
Bibliographie	157

Table des figures

1.1	Carte nucléaire représentant la variation périodique et régulière des limites de stabilité pour les éléments de masse paire.	20
1.2	Niveaux d'énergie dans le modèle en couches.	23
1.3	Energie 2^+ et $B(E2)$ des isotopes de Ca entre $N=20$ et $N=28$	24
1.4	Carte nucléaire autour de la région des noyaux exotiques riches en neutrons $N=20$ et $N=28$	25
1.5	$B(E2)$ des isotopes de Ca, d'Ar, de S et de Si entre $N=20$ et $N=28$	26
1.6	Courbes S_{2n} des isotopes de Ca au Ne entre $N=18$ et $N=30$	27
1.7	Courbes d'énergie potentielle des noyaux $N=28$ calculées par R. Rodríguez-Guzmán et al.	28
1.8	Evolution de l'écart en énergie des orbitales $d_{3/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{5/2}$ dans les isotopes de Ca entre $N=20$ et $N=28$	29
1.9	Schéma de niveau du ^{43}S	32
1.10	Schéma de niveau du ^{44}S établi par D. Sohler et al. en 2002.	34
1.11	Courbe et surface d'énergie potentielle du ^{44}S calculées dans la théorie champ moyen.	35
1.12	Décomposition des configurations neutron $0p0h$ et $2p2h$ sur les états 0^+ du ^{44}S , calculés dans le modèle en couches.	36
1.13	Désexcitation de l'état isomérique 0_2^+ du ^{44}S	37
1.14	Déformations nucléaires dans le plan (β, γ)	40
2.1	Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales du GANIL.	49
2.2	Schéma représentant le spectromètre LISE.	50
2.3	Matrices d'identification simulées par LISE++ des noyaux sélectionnés par les premier et second dipôles.	52
2.4	Dispositif expérimental.	53
2.5	Matrice d'identification ΔE -Temps de vol des noyaux ^{44}S	54

2.6	Evolution de la matrice ΔE -Temps de vol en fonction de l'ouverture des fentes (FH31).	56
2.7	Evolution de la matrice ΔE -A/Q en fonction de l'ouverture des fentes (FH31).	57
2.8	Collection des charges aux quatre coins du détecteur EXY.	58
2.9	Profil d'implantation calculée par LISE++ pour 1155 μm Si placé devant la feuille.	59
2.10	Coupe transversale de la chambre contenant les détecteurs Si(Li).	61
2.11	Photo de deux des quatre Si(Li) disposés sur un support commun.	61
2.12	Schéma représentant la disposition des Clovers autour de la feuille d'implantation.	62
2.13	Photo d'un Clover.	62
2.14	Traitement du signal de sortie d'un détecteur en une voie Energie et une voie Temps.	64
2.15	Schéma électronique des détecteurs E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto.	66
2.16	Schéma électronique des détecteurs Si(Li) et Clovers.	67
3.1	Matrices de perte d'énergie $\Delta \text{Erot1}-\Delta \text{Erot2}$ et $\Delta \text{Erot2}-\Delta \text{Eveto}$	71
3.2	Profils d'implantation calculés par LISE++ dans les conditions expérimentales des réglages 1, 2 et 3.	73
3.3	Distribution XY des noyaux ^{44}S implantés.	74
3.4	Distribution X/Y' sur la feuille de Kapton des noyaux ^{44}S implantés.	75
3.5	Désexcitation de l'état isomérique 0_2^+ du ^{44}S	76
3.6	Spectre énergie-temps électron.	77
3.7	Spectre temps électron.	78
3.8	Spectre énergie électron.	79
3.9	Positions de la source ^{207}Bi sur la plaque Al.	82
3.10	Spectre énergie électron de la source ^{207}Bi	83
3.11	Efficacités Si(Li)1 expérimentales obtenues avec la source radioactive de ^{207}Bi	84
3.12	Constitution de la source radioactive de ^{207}Bi	85
3.13	Spectres énergie électron expérimental et simulé obtenus avec la source de ^{207}Bi	86
3.14	Efficacités Si(Li)1 expérimentale et simulée obtenues avec la source de ^{207}Bi	87
3.15	Efficacités Si(Li)1 expérimentale et simulée aux énergies moyennes K, L, M obtenues avec la source de ^{207}Bi	88
3.16	Valeurs de χ^2 en fonction du décalage vertical de la chambre en mm.	90

3.17 Spectres énergie électron expérimental et simulé obtenus avec la distribution ^{44}S	91
3.18 Méthodes d'extraction du bruit de fond (1) et (2) appliquées au spectre énergie électron.	92
3.19 Spectre énergie-temps des gammas détectés.	98
3.20 Spectre énergie des gammas détectés.	98
3.21 Spectre en énergie des gammas émis par la source d' ^{152}Eu	100
3.22 Courbe d'efficacité expérimentale du cristal 1C obtenue avec la source d' ^{152}Eu	101
3.23 Spectres en énergie gamma expérimental et simulé obtenus avec la source d' ^{152}Eu	103
3.24 Courbes d'efficacité expérimentale et simulée du cristal 1C obtenues avec la source d' ^{152}Eu	104
3.25 Fit des deux pics gamma 1329 keV et 1332.5 keV pour le Clover 1.	109
3.26 Fit des deux pics gamma 1329 keV et 1332.5 keV pour le Clover 2.	110
3.27 Fit des deux pics gamma 1329 keV et 1332.5 keV pour le spectre somme des Clovers 1 et 2.	110
4.1 Evolution du facteur électronique de création de paires Ω_{IPF} à $Z=16$ tabulée par Passoja et Salonen en fonction de l'énergie de la transition.	118
5.1 Modèle de mélange à deux niveaux.	124
5.2 Ecart en énergie des états avant mélange ΔE_{np} en fonction de l'amplitude de mélange entre ces états, $\cos^2\theta_0$, dans un modèle simple de mélange à deux niveaux.	127
5.3 Amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$ des états 0^+ tracée en fonction de l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_2$ des états 2^+	129
5.4 Schéma de niveau du ^{44}S expérimental et prédit par le modèle en couches.	132
5.5 Bandes rotationnelles dans le ^{44}S calculées dans le modèle en couches.	139
5.6 Courbe et surface d'énergie potentielle du ^{44}S calculées dans la théorie champ moyen par S. Péru et al..	140
5.7 Energies des états excités 0_2^+ , 2_1^+ et 3^- dans les noyaux pair-pair en fonction du nombre de neutrons N	142
5.8 Force de transition monopolaire ρ^2 et rapport sans dimension $X(E0/E2)$ pour des transitions $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ en fonction du nombre de masse A	143
5.9 Force de transition monopolaire ρ^2 et rapport sans dimension $X(E0/E2)$ multipliés par $A^{2/3}$ pour des transitions $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ en fonction du nombre de masse A	144

A.1	Schéma illustrant la traversée d'un noyau dans les détecteurs Erot1/2 en fonction de son énergie à l'entrée.	150
A.2	Matrice $\Delta\text{Erot1}-\Delta\text{Erot2}$	150
B.1	Schéma de décroissance de la source radioactive ^{207}Bi	154
B.2	Schéma de décroissance de la source radioactive d' ^{152}Eu vers le ^{152}Gd	155
B.3	Schéma de décroissance de la source radioactive d' ^{152}Eu vers le ^{152}Sm	156

Liste des tableaux

1.1	Energies 2^+ et $B(E2)$ des isotopes $^{40,42}\text{S}$	31
2.1	Résumé des conditions expérimentales de production des noyaux ^{44}S	53
3.1	Conditions expérimentales pour les trois groupes de données obtenues. . . .	72
3.2	Résolution intrinsèque des détecteurs $\text{Si}(\text{Li})$ 1, 2 et 3 et résolution obtenue pour le pic électron 1362.5 keV du ^{44}S	80
3.3	Energie et intensité des électrons les plus intenses émis par la source de ^{207}Bi . . .	81
3.4	Efficacités $\text{Si}(\text{Li})$ 1 expérimentale et simulée obtenues avec la source de ^{207}Bi . . .	83
3.5	Energie et intensité absolue des rayons X émis lors de l'éjection d'un électron K ou L.	85
3.6	Efficacités $\text{Si}(\text{Li})$ 1 expérimentale et simulée aux énergies moyennes K, L, M obtenues avec la source de ^{207}Bi	85
3.7	Facteur de correction entre l'efficacité $\text{Si}(\text{Li})$ expérimentale et l'efficacité $\text{Si}(\text{Li})$ simulée avec une source de ^{207}Bi	88
3.8	Efficacités $\text{Si}(\text{Li})$ simulées à partir de la distribution ^{44}S expérimentale en utilisant les méthodes 1 et 2.	93
3.9	Efficacités $\text{Si}(\text{Li})$ corrigées du facteur de correction.	93
3.10	Nombre d'électrons extraits N_{e^-} et nombre d'électrons extraits corrigés du temps $N_{e^-}^c$ dans $\text{Si}(\text{Li})$ 1, 2 et 3 obtenus avec les méthodes 1 et 2.	94
3.11	Nombre d'électrons de conversion interne émis extraits avec la méthode 1. . . .	95
3.12	Nombre d'électrons de conversion interne émis extraits avec la méthode 2. . . .	95
3.13	Résolution intrinsèque de chaque cristal Ge.	99
3.14	Energie et intensité des gammas émis par la source d' ^{152}Eu	100
3.15	Efficacités cristal 1C expérimentale et simulée obtenues avec la source d' ^{152}Eu . . .	103
3.16	Rapport entre l'efficacité Ge expérimentale et l'efficacité Ge simulée obtenues avec la source d' ^{152}Eu	105
3.17	Efficacités Ge simulées à partir de la distribution ^{44}S expérimentale.	106

3.18	Efficacités Ge corrigées du facteur de correction.	106
3.19	Nombre de gammas 1332.5 keV et 1173 keV et rapport d'efficacité $\frac{\epsilon_{\gamma 1332.5 \text{ keV}}}{\epsilon_{\gamma 1173 \text{ keV}}}$	108
3.20	Nombre de gammas 1329 keV extraits avant N_{γ} et après correction du temps N_{γ}^c	109
3.21	Nombre de gammas 1329 keV émis déterminés à partir du spectre gamma obtenu dans chaque cristal germanium et à partir du spectre somme des sept cristaux.	111
5.1	Energies des états excités du ^{44}S mesurées expérimentalement et calculés par le modèle en couches.	131
5.2	Probabilités de transition réduite B(E2) expérimentales et calculées par le modèle en couches dans le ^{44}S	132
5.3	Décomposition des états 0^+ du ^{44}S en configurations modèle en couches.	133
5.4	Probabilités de transition réduite $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ calculées en prenant séparément les contributions neutrons et protons.	134
5.5	Energies des états excités 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ du ^{44}S calculées avec le modèle en couches.	136
5.6	Probabilités de transition réduite B(E2 : $I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$) et moments quadrupolaires spectroscopiques Q_S calculés pour les états excités 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ du ^{44}S dans le modèle en couches.	138
5.7	Déformations calculées à partir de la force de transition monopolaire et du mélange dans le cas de coexistences sphérique-prolate et prolate-oblate.	146

Introduction

Les modèles élaborés pour décrire la structure nucléaire, ont d'abord été établis sur la base des propriétés des noyaux stables. Grâce au développement d'accélérateurs de plus en plus performants, les physiciens ont pu explorer des noyaux de plus en plus exotiques et confronter leurs propriétés aux prédictions des modèles. Ces noyaux exotiques peuvent avoir un comportement différent de celui attendu en comparaison avec les noyaux stables. Notamment les modèles élaborés à partir des noyaux stables ont pu reproduire les propriétés des noyaux stables magiques. Ils correspondent à des configurations de neutrons et/ou de protons égales à 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Ces nombres ont été appelés nombres magiques. Au fil des études expérimentales, on a découvert que les noyaux exotiques présentant des nombres de nucléons supposés magiques n'ont pas toujours les propriétés attendues, la séquence des nombres magiques évoluent lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité et que d'autres nombres magiques pourraient apparaître. La première information concernant la modification des nombres magiques dans les noyaux exotiques est parvenue de l'étude de la fermeture de couches $N=20$. Les mesures de l'énergie d'excitation de l'état 2_1^+ [1], de la masse [2] et de la probabilité de transition $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [3] du noyau ^{32}Mg indiquent que c'est un noyau déformé et donc la disparition du nombre magique $N=20$ dans ce noyau riche en neutrons. On retrouve le même phénomène pour les noyaux situés autour du ^{32}Mg et forme ce que l'on appelle l'îlot d'inversion. La fermeture de couches $N=28$ chez les noyaux exotiques a aussi été étudiée. Les études montrent que le caractère magique de $N=28$ disparaît progressivement en dessous du ^{48}Ca lorsqu'on descend en Z , des isotopes d'argon ($Z=18$) aux isotopes de silicium ($Z=14$).

Ce travail de thèse se situe dans la continuité de l'étude de la fermeture de couches $N=28$ dans les noyaux exotiques riches en neutrons. Nous nous sommes concentrés sur l'étude du ^{44}S qui possède 16 protons et 28 neutrons. Plusieurs mesures expérimentales (temps de vie β^- , $E(2^+)$ et $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$) indiquent une disparition du nombre magique $N=28$ dans ce noyau-là. Des calculs théoriques prédisent même la présence d'une coexistence de formes. La découverte récente d'un second état 0^+ a permis de conforter cette hypothèse. Nous avons réalisé une expérience afin d'obtenir des informations supplémentaires

sur cette coexistence de formes, notamment en déterminant la probabilité de transition réduite E2 entre l'état 0_2^+ et l'état 2_1^+ et la force de transition monopolaire $\rho^2(E0)$ entre l'état 0_1^+ et l'état 0_2^+ . Ces deux grandeurs sont calculables à partir de la mesure du rapport d'embranchement $\lambda(E2)/\lambda(E0)$ de l'état 0_2^+ . Ainsi nous avons réalisé une expérience afin de produire le noyau de ^{44}S dans son état isomère 0_2^+ et détecter les particules (électrons, gammas) émises. De ce nombre de particules émises, nous en avons déduit le rapport d'embranchement $\lambda(E2)/\lambda(E0)$ de l'état 0_2^+ .

Chapitre 1

Contexte-Motivations

Sitôt l'existence du neutron établie dans une série d'expériences réalisées au début des années 30, la plus connue étant l'étude de la réaction ${}^4\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{n}$ dont les résultats publiés par J. Chadwick confirmaient l'existence d'une particule de masse 1 et de charge 0, il devenait raisonnable de prendre comme hypothèse que les noyaux n'étaient constitués que de protons et de neutrons. Cependant, deux visions très différentes du noyau vont alors se développer. Ce qui va nous intéresser ici, c'est de montrer que ces deux approches -les théories de champ moyen et le modèle en couches - seront très utiles dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux. En effet, avec ses 28 neutrons, le ${}^{44}\text{S}$ est un noyau ayant un nombre de neutrons "magique" ce qui en fait un candidat naturel à l'interprétation type modèle en couches. Mais par ailleurs, la structure de ce même noyau étant fortement influencée par des aspects collectifs engendrant de la déformation, il est tout naturel d'avoir recours aux théories de champ moyen pour décrire son évolution.

1.1 Du noyau comme une goutte liquide pouvant se déformer...

Un des premiers modèles du noyau, celui de la goutte liquide, fut proposé par Weizsäcker en 1935. Le noyau est alors assimilé à un fluide constitué de nucléons, les protons et les neutrons, interagissant fortement les uns avec les autres. La stabilité de cet édifice nucléaire repose sur l'équilibre de plusieurs contributions attractives ou répulsives :

- une contribution attractive dite *de volume* due à l'interaction forte. Elle permet au noyau d'exister ;
- l'interaction forte étant de courte portée, les nucléons à la surface du noyau ont moins de proches voisins et contribuent ainsi moins à l'énergie de liaison. Cette

- non-liaison est exprimée par une contribution répulsive dite *de surface* ;
- une contribution répulsive dite *Coulombienne* due à la répulsion mutuelle entre les protons chargés positivement ;
 - enfin, une dernière contribution répulsive dite *de Fermi* rend compte de la coexistence de deux types de nucléons dans le noyau, les protons et les neutrons.

De l'équilibre de ces différentes composantes résulte la stabilité nucléaire. En particulier, le noyau peut, dans une telle approche, se déformer pour minimiser son énergie totale. De très nombreuses observations expérimentales ont validé cette approche, comme la reproduction des masses atomiques ou l'interprétation de la fission nucléaire. Néanmoins, le modèle de la goutte liquide est totalement macroscopique et ne permet pas de prendre en compte la nature quantique des nucléons. Cependant, les idées à la base de la goutte liquide comme la saturation de la force nucléaire s'exprimant par une densité nucléaire quasi-constante au centre des noyaux quelque soit A , se retrouvent aujourd'hui dans les théories de champ moyen.

1.2 aux théories de champ moyen

Les théories de champ moyen modernes se sont développées dans les années 70 lorsque les paramètres des interactions de type Skyrme ou Gogny ont été ajustés sur les données expérimentales. L'idée centrale de cette approche est que le nucléon se déplace dans un puits de potentiel indépendamment de la présence des autres nucléons. Cette hypothèse revient à remplacer le problème à N corps par N problèmes à 1 corps. Cette simplification essentielle du problème est la pierre angulaire des théories de champ moyen. Une grande partie des difficultés pratiques rencontrées dans ces théories est le calcul du potentiel moyen lui-même. L'approche auto-cohérente, ou Hartree-Fock, a pour but de déduire mathématiquement le potentiel nucléaire à partir de l'interaction nucléon-nucléon. Cette technique nécessite de résoudre l'équation de Schrödinger par une procédure itérative, le potentiel y figurant dépendant des fonctions d'onde qu'on cherche à déterminer. Celles-ci s'écrivent sous la forme d'un déterminant de Slater. Dans le cas des approches Hartree-Fock, la difficulté n'est pas de trouver la fonction mathématique qui décrira le mieux le potentiel nucléaire, mais celle qui s'approchera le plus de l'interaction nucléon-nucléon.

Parmi les nombreux succès de cette approche, on peut citer les effets d'appariement ainsi que les mouvements collectifs de rotation ou de vibration. En ce sens, les théories de champ moyen sont tout à fait complémentaires de l'approche modèle en couches.

1.3 Une structure en couches et des nombres magiques

Si on revient aux années 30, dès lors que seuls deux composants existent dans le noyau, la représentation bidimensionnelle "Nombre de protons vs. Nombre de neutrons" des noyaux allait devenir la "carte de référence" des physiciens nucléaires. Au milieu des années 30, les moyens pour étudier la "Structure des noyaux atomiques complexes" (dixit W. M. Elsasser, Annales de l'IHP) sont très restreints en comparaison des moyens ayant permis l'étude des couches électroniques de l'atome. Cependant, des recherches faites à l'aide de spectrographe de masse (Aston) donnant accès à la masse des isotopes et à leurs fréquences relatives permettront rapidement de dégager des séries de "régularités empiriques"; Ces études sont illustrées en figure (1.1) où sont représentés l'ensemble des noyaux observés ainsi que les "limites de stabilité" par rapport aux "transformations β ". De l'observation de cette carte, des groupes sont extraits, caractérisés par la pente de leur diagonale et leur nombre d'isotopes, amenant rapidement à la postulation de l'existence de "couches neutroniques". L'ajout d'observables, comme l'énergie de séparation neutron S_n , permettra de faire l'analogie avec le modèle atomique de Bohr. L'idée de particules indépendantes dans un potentiel central générant une structure en couches est née. Toute la question alors était de trouver le potentiel "ad hoc" permettant de rendre compte des régularités observées. Pendant une quinzaine d'années, les données expérimentales vont s'accumuler et de nombreux potentiels seront proposés : potentiel de forme annulaire, potentiel double, ... Cependant, aucun d'eux ne répondait de façon satisfaisante à la question : d'où viennent les nombres magiques (2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126) de la structure nucléaire? Il faudra pour cela attendre 1949 et les travaux simultanés de M. Goeppert Mayer et O. Haxel d'une part et J. H. D. Jensen et H. E. Suess d'autre part.

1.3.1 Modèle en couches

Comme énoncé ci-dessus, le modèle en couches de la physique nucléaire est né de l'analogie faite avec le modèle de l'atome de Bohr. Dans celui-ci, les électrons atomiques sont vus comme remplissant des couches correspondant en fait à des orbites, sur lesquelles un nombre maximum d'électrons se répartissent. Les configurations de couches pleines correspondent aux configurations des gaz rares. Les électrons dans ce modèle sont assimilés à des particules indépendantes se mouvant dans un potentiel central "externe" généré par le noyau de l'atome. A la différence du modèle de Bohr, le modèle en couches nucléaire décrit les nucléons se mouvant indépendamment dans un potentiel central auto-généré par

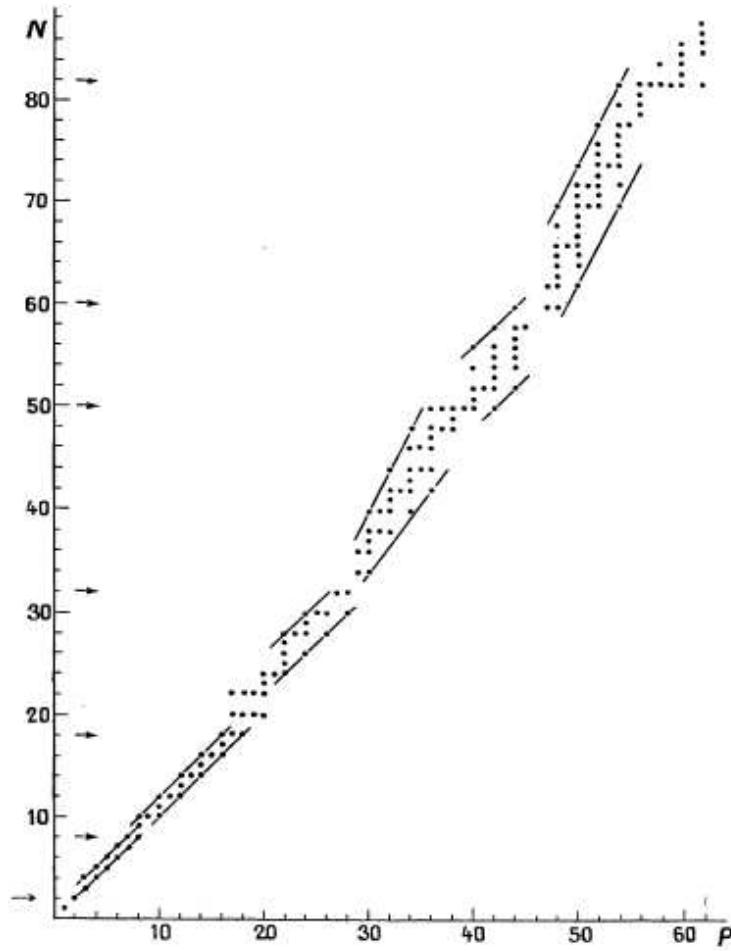


FIG. 1.1 – Carte nucléaire représentant la variation périodique et régulière des limites de stabilité pour les éléments de masse paire. P représente le nombre de protons et N le nombre de neutrons.

les nucléons eux-mêmes. Les fonctions d'onde Ψ_i des nucléons ainsi que l'énergie ϵ_i de ces états sont donnés par l'équation de Schrödinger suivante :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi_i(r) = \epsilon_i \Psi_i(r) \quad (1.1)$$

où $V(r)$ est le potentiel nucléaire moyen central. Les physiciens de l'époque ont recherché l'expression du potentiel qui reproduise la séquence des nombres magiques. Un des points de départ a été de prendre un potentiel carré ou un potentiel d'oscillateur harmonique V_{OH} défini comme :

$$V_{OH}(r) = -V_0 + \frac{m\omega_0^2}{2} r^2$$

où V_0 est la profondeur du puits et $V_{OH}(r=R)=0$ où R correspond au rayon nucléaire. Les solutions de l'équation de Schrödinger correspondent aux états propres d'énergie $E_N = \hbar\omega_0(N + 3/2)$ où N est le nombre quantique principal $N=2(n-1)+\ell$, défini à partir du nombre quantique radial n et du moment cinétique orbital ℓ . La dégénérescence de chaque niveau d'énergie E_N est de $(N+1)(N+2)$. La séquence des états propres obtenue est représentée sur le côté gauche de la figure (1.2) où l'on voit que seuls les trois premiers nombres magiques 2, 8 et 20 sont reproduits.

Le potentiel d'oscillateur harmonique est une approximation au premier ordre du potentiel nucléaire moyen et possède un comportement asymptotique faux. En effet, lorsqu'on tend vers la surface nucléaire, le potentiel augmente en force alors qu'il devrait diminuer. Un potentiel nucléaire plus réaliste est le potentiel de Woods-Saxon :

$$V_{WS}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{0.228a}\right)}$$

où V_0 représente la profondeur du puits, R le rayon nucléaire du noyau et a le paramètre de diffusivité qui correspond à la distance sur laquelle le potentiel passe de 90 % à 10 % de sa valeur centrale. Contrairement au potentiel d'oscillateur harmonique, il rend compte de l'aplatissement du potentiel au centre du noyau et de la diminution de la force nucléaire attractive jusqu'à son annulation lorsqu'on s'éloigne du rayon nucléaire. Ce potentiel est néanmoins trop complexe pour obtenir des solutions analytiques. Les physiciens sont donc revenus à un potentiel d'oscillateur harmonique auquel ils ont ajouté une perturbation en r^4 qui simule le potentiel de Woods-Saxon. Cette perturbation est équivalente au terme $-D\ell^2$ où D est un paramètre ajusté. L'ajout de ce terme entraîne une levée de dégénérescence des états du potentiel d'oscillateur harmonique en fonction du moment cinétique orbital ℓ . La séquence des états obtenue est représentée au centre

de la figure (1.2). Malgré l'utilisation de ce potentiel plus réaliste, la bonne séquence des nombres magiques n'est toujours pas reproduite. En 1948-1949, M. G. Mayer [4] et O. Haxel, J. H. D. Jensen et H. E. Suess [5] montraient indépendamment qu'il était possible d'obtenir la bonne séquence de nombres magiques si on levait la dégénérescence sur les états de spin dans une même sous-couche de moment orbital ℓ . Cette levée de dégénérescence est réalisée en ajoutant au potentiel d'O.H modifié un terme de spin-orbite $C\vec{l} \cdot \vec{s}$ qui prend en compte le couplage du spin $\vec{s} = 1/2$ du nucléon avec son moment angulaire orbital \vec{l} :

$$V(r) = V_{OH} - Dl^2 + C\vec{l} \cdot \vec{s}$$

La séquence des états obtenue avec celle des nombres magiques 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126 sont montrées sur le côté droit de la figure (1.2).

Les succès du modèle en couches sont extrêmement nombreux et ne se limitent pas à la reproduction de la séquence des nombres magiques, on peut citer en particulier l'interprétation des états à une particule correspondant à un coeur inerte plus ou moins un nucléon. De ce fait, il est devenu une pierre angulaire de la structure nucléaire.

1.3.2 Observables des noyaux magiques

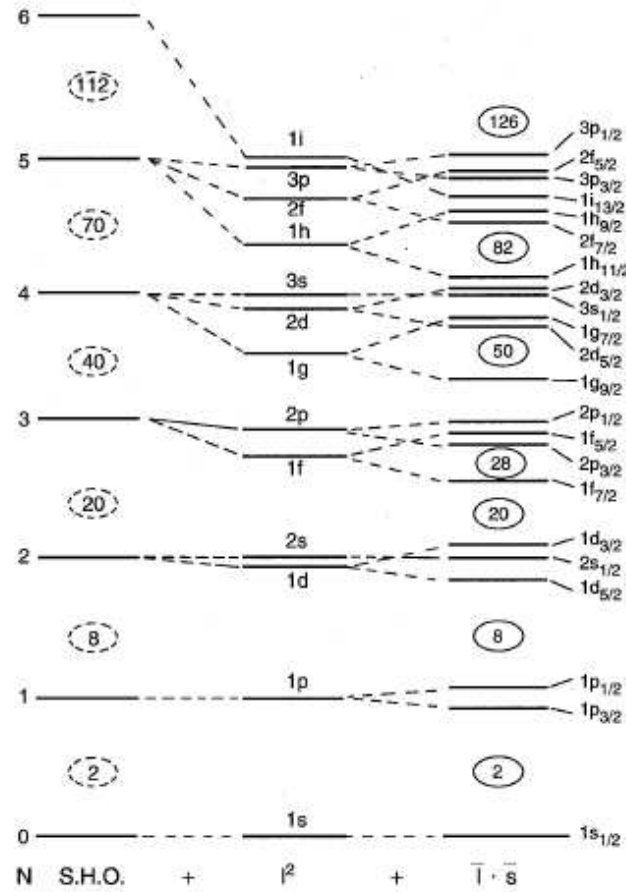
L'observation expérimentale des nombres magiques s'est faite historiquement au travers des abondances isotopiques et des masses. Dans la suite, nous allons détailler les énergies de séparation du ou des deux derniers neutrons qui sont reliées à la masse mais aussi d'autres observables plus précises car ayant pour origine la spectroscopie des noyaux telle que l'énergie du premier état excité 2^+ ou la probabilité de transition réduite $B(E2)$.

1.3.2.1 Energies de séparation du ou des deux derniers neutrons S_n/S_{2n}

On observe que l'énergie de liaison par nucléon (B_l/A) des noyaux magiques est plus importante que celle des autres noyaux. Dans le même temps, l'ajout d'un nucléon sur une couche supérieure tend à rendre le noyau formé moins stable que le précédent. Il est possible d'estimer la force d'une fermeture de couches neutron en considérant l'énergie de séparation du dernier neutron S_n :

$$S_n(A, Z) = [M(A-1, Z) - M(A, Z) + M_n]c^2$$

où $M(A, Z)$ désigne la masse du noyau A_ZX et M_n la masse du neutron. Lorsqu'un neutron se trouve sur une couche supérieure, il faut moins d'énergie pour l'arracher que ceux



situés dans la couche fermée. Une fermeture de couches sera donc signée par une diminution brutale de l'énergie de séparation du dernier neutron. Habituellement, on considère l'énergie de séparation des deux derniers neutrons, S_{2n} , afin de s'affranchir des corrélations d'appariement :

$$S_{2n}(A, Z) = [M(A - 2, Z) - M(A, Z) + 2M_n]c^2$$

1.3.2.2 Le premier état excité 2^+ d'un noyau pair-pair

La configuration dans le modèle en couches des noyaux magiques est une configuration de couches fermées. Nécessairement, l'excitation de particules va se faire sur la couche suivante qui se trouve plus haut en énergie. Un noyau magique pair-pair aura donc un premier état excité 2^+ plus haut en énergie que ses voisins. La partie gauche de la figure (1.3) représente l'évolution de l'énergie du premier état excité 2^+ pour les isotopes de calcium entre $N=18$ et $N=30$. On observe effectivement qu'aux deux fermetures de couches $N=20$ et $N=28$, les énergies 2^+ sont deux à trois fois plus grandes.

1.3.2.3 La probabilité de transition réduite $B(E2)$ d'un noyau pair-pair

La probabilité de transition électromagnétique réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ d'un noyau pair-pair entre son état fondamental 0_1^+ et son premier état excité 2_1^+ caractérise la collectivité d'un noyau. Par définition, dans un noyau magique la collectivité est faible, on

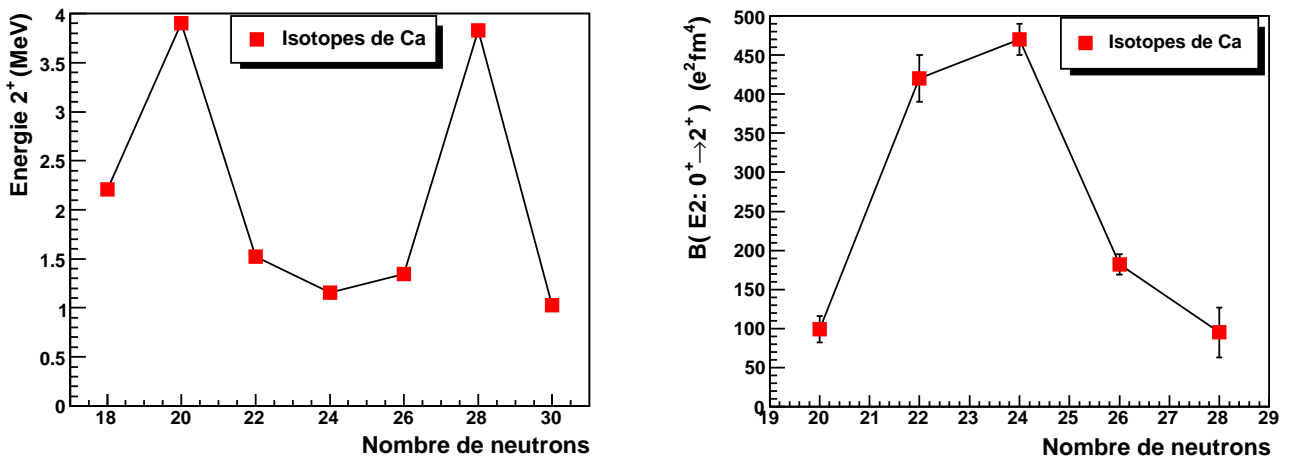


FIG. 1.3 – Evolution de l'énergie du premier état excité 2^+ , en MeV, et de la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, en $e^2 fm^4$, dans les isotopes pairs de calcium entre $N=20$ et $N=28$.

s'attend donc à y mesurer une valeur de $B(E2)$ faible. La partie droite de la figure (1.3) représente les $B(E2)$ des isotopes de calcium où de faibles valeurs sont mesurées pour les noyaux magiques ^{40}Ca et ^{48}Ca .

1.4 Etat de l'art de l'étude de la fermeture de couche

La figure (1.4) est un extrait de la carte nucléaire et représente la région des noyaux exotiques riches en neutrons entre les fermetures de couches $N=20$ et $N=28$ et pour des noyaux de charge Z compris entre 14 et 20 protons. On voit que les noyaux situés à $N=28$ sous le ^{48}Ca se trouvent très loin de la stabilité. Le ^{48}Ca est le noyau magique de référence à $N=28$.

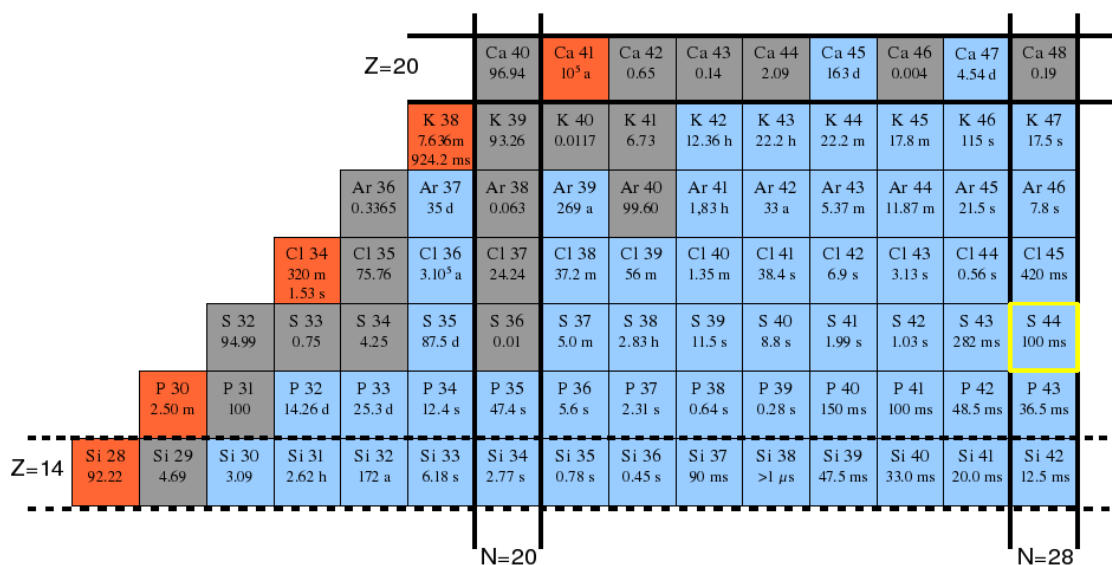


FIG. 1.4 – Carte nucléaire représentant la région des noyaux exotiques riches en neutrons entre $N=20$ et $N=28$ et pour des noyaux de charge Z compris entre 14 et 20 protons. Les noyaux stables apparaissent en gris, le noyau étudié ^{44}S apparaît en jaune. En gras sont notés les nombres magiques $N=Z=20$ et $N=28$. La sous-couche proton $Z=14$ est indiquée en pointillés gras.

Observations de la disparition du caractère magique de $N=28$

La fermeture de couche $N=28$ en dessous du ^{48}Ca est étudiée depuis une vingtaine d'années. La première information de la disparition du caractère magique de $N=28$ en dessous du ^{48}Ca a été obtenue par la mesure des temps de vie β^- et des probabilités d'émission de neutrons retardés des noyaux de ^{45}Cl , ^{43}P , et ^{44}S en 1993 [6]. Ces temps de vie étaient reproductibles par le modèle QRPA (Quasiparticle Random-Phase Approximation) seulement dans l'hypothèse de noyaux déformés et non plus sphériques.

Par la suite, la mesure de l'énergie du premier état excité 2_1^+ des noyaux d' ^{46}Ar [7], ^{44}S [8]

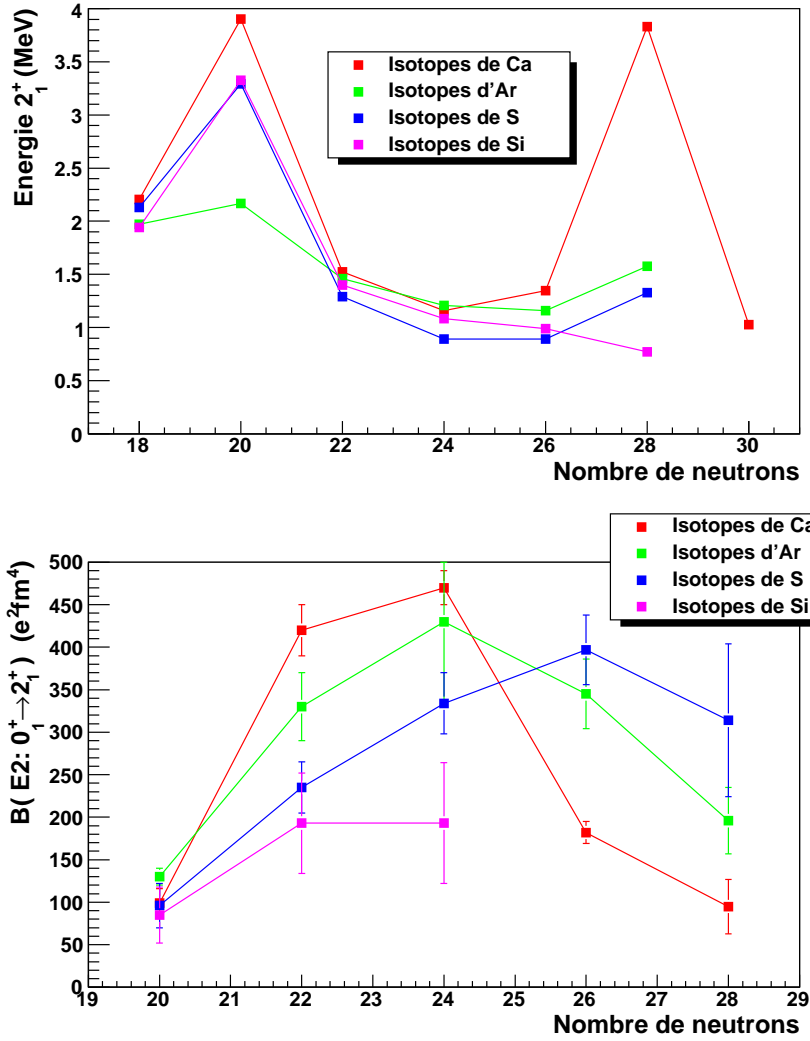


FIG. 1.5 – Evolution de la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ pour les isotopes de calcium, d'argon, de soufre et de silicium entre $N=20$ et $N=28$.

et ^{42}Si [9] ainsi que la mesure de la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ des deux premiers ont confirmé la disparition du caractère magique de $N=28$. La figure (1.5)

montre les systématiques de l'énergie 2_1^+ et du $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ entre $N=20$ et $N=28$ pour les isotopes de calcium, d'argon, de soufre et de silicium. On voit que l'énergie 2_1^+ des Ar, S et Si, à $N=28$ n'est pas aussi importante qu'à $N=20$ et on observe une diminution progressive de l'Ar au Si. De même la disparition du caractère magique de $N=28$ le long de Z s'observe à partir des $B(E2)$: la probabilité de transition réduite E2 augmente à $N=28$ du Ca au S alors qu'à $N=20$ les $B(E2)$ pour ces trois noyaux sont similaires.

La mesure de l'énergie de séparation S_{2n} à $N=28$ obtenue à partir de la mesure des masses des noyaux confirme à nouveau cette disparition. Les systématiques des S_{2n} pour les isotopes de Ca au Ne entre $N=18$ et $N=30$ [10] sont montrées en figure (1.6). On voit que les courbes S_{2n} des isotopes de calcium, de potassium et d'argon montrent un changement brutal à $N=28$ ce qui est caractéristique d'une fermeture de couche alors que ce n'est plus le cas pour les isotopes de chlore et de soufre.

Les calculs théoriques effectués prédisent aussi la disparition du caractère magique $N=28$.

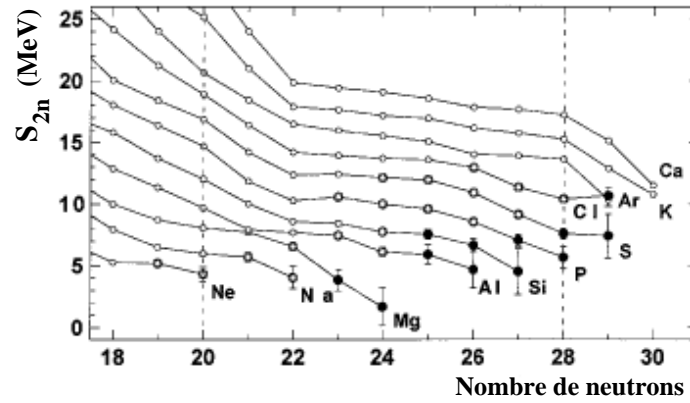


FIG. 1.6 – Energies de séparation à deux neutrons mesurées expérimentalement dans les isotopes de calcium au néon entre $N=18$ et $N=30$. Cette figure est extraite de la référence [10] : les cercles correspondent aux valeurs de la référence [11], les cercles en gras aux valeurs pour lesquelles la précision a été améliorée par F. Sarazin et al. [10] et les cercles pleins les masses mesurées pour la première fois par F. Sarazin et al. [10].

Par exemple, les courbes d'énergie potentielle calculées par la théorie champ moyen Hartree-Fock/Hatree-Fock-Bogoliubov [12, 13, 14] indiquent la présence de déformation à $N=28$. La figure (1.7), extraite de la référence [13] montrent les courbes d'énergie potentielle calculées pour les noyaux $N=28$ du Ca au Mg. On voit que :

- pour le ^{48}Ca , le minimum de l'énergie du noyau est obtenue à une déformation nulle.

- pour l' ^{46}Ar , le minimum de l'énergie s'étend d'une déformation nulle à une déformation légèrement oblate.
- pour le ^{44}S , on voit apparaître deux minimums peu profonds aux déformations oblate et prolate.
- pour le ^{42}Si , le minimum de l'énergie du noyau est obtenue à une déformation oblate.
- pour le ^{40}Mg , un minimum est obtenu à une déformation prolate.

La disparition du caractère magique $N=28$ en dessous du ^{48}Ca semble provenir de la combinaison de deux phénomènes : la réduction du gap $N=28$ et la présence de la collectivité protons.

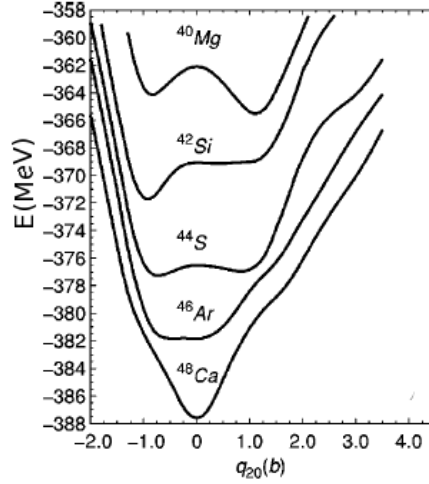


FIG. 1.7 – Courbes d'énergie potentielle en fonction du paramètre de déformation q_{20} des noyaux $N=28$ calculées par la théorie champ moyen HFB, extrait de [13].

La réduction du gap $N=28$

La disparition du caractère magique $N=28$ provient d'une part de la réduction du gap $N=28$ causée par la réduction de l'écart entre les deux partenaires de spin-orbite ($f_{7/2}$, $f_{5/2}$) et ($p_{3/2}$, $p_{1/2}$). Le gap $N=28$ diminue le long de Z lorsqu'on retire des protons des orbitales s et d à partir de la configuration proton de $Z=20$.

Cette réduction a été à la fois observée expérimentalement et prédite théoriquement :

- Expérimentalement, une première indication est venue de l'énergie de séparation S_{2n} calculée pour les noyaux autour de la région $N=28$ à partir de la mesure de masse des noyaux [10](cf. figure (1.6)). Comme expliqué plus haut, un changement brutal à $N=28$ est observé pour les isotopes de calcium, de potassium et d'argon identique

au comportement d'une fermeture de couche mais n'est plus visible pour les isotopes de chlore, de soufre et de phosphore. Les S_{2n} étant sensibles à la hauteur du gap neutrons, le comportement des S_{2n} observé à N=28 pour les Cl, S et P indiquent une réduction du gap N=28 pour ces noyaux. Dans l' ^{47}Ar , une mesure du gap N=28 a été effectuée [15] et une réduction de celui-ci de 330(90) keV a été mesurée ainsi qu'un affaiblissement spin-orbite d'environ 10% pour les états f et p. Dans le ^{42}Si , l'énergie du premier état excité 2^+ mesurée à une énergie de 700 keV [9] ne peut être interprétée qu'en considérant une réduction du gap N=28.

- Théoriquement, les calculs à la fois de champ moyen [12] et modèle en couches [16] prédisent une réduction d'environ 1.2 MeV du gap N=28 entre le ^{48}Ca et le ^{42}Si .

La présence de la collectivité protons à N=28

La disparition du caractère magique de N=28 provient d'autre part de la modification des énergies relatives entre les orbitales protons $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ et $d_{5/2}$ à N=28. Ces modifications ont d'abord été observées pour les isotopes de Ca dans la réaction de transfert d'un proton $\text{Ca}(d, ^3\text{He})$ [17] (cf. figure (1.8)). Il a été vu que l'écart entre les orbitales proton $s_{1/2}$ et

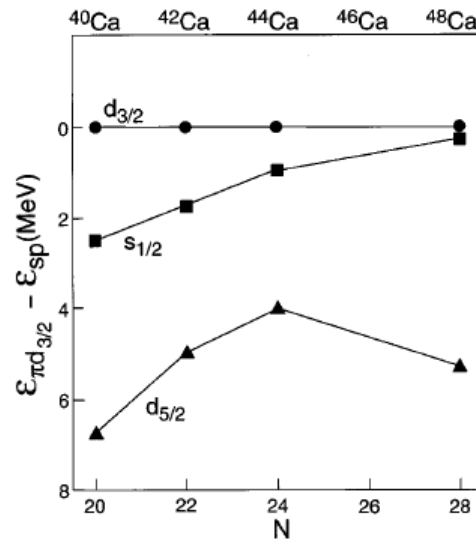


FIG. 1.8 – Evolution de l'écart en énergie des orbitales $d_{3/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{5/2}$ dans les isotopes de Ca entre N=20 et N=28 [18].

$d_{3/2}$ existant à N=20 (2.5 MeV) diminue au fur et à mesure que l'orbitale neutron $f_{7/2}$ se remplit jusqu'à une valeur de 300 keV à N=28.

Une évolution similaire a été mesurée dans les isotopes d'argon et de soufre : une étude systématique de l'écart en énergie entre les états $1/2^+$ et $3/2^+$, très probablement construits

sur les orbitales $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ respectivement, a été effectuée par A. Gade et al. [19] dans les isotopes de chlore et de phosphore et la spectroscopie des noyaux $^{41,43}\text{P}$ a été réalisée par B. Bastin et al. [9]. La dégénérescence des orbitales protons $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ à $N=28$ favorise donc les excitations protons dans l' ^{46}Ar et le ^{44}S et combinée à la réduction du gap $N=28$ expliquent la perte de magicité pour ces noyaux.

De plus, la déformation observée dans le ^{42}Si par la mesure de son premier état excité 2^+ ne peut pas simplement être expliquée à partir de la réduction du gap $N=28$, il faut aussi prendre en compte l'action des protons. D'après les mesures dans le calcium à $N=28$, le gap $Z=14$ est large ce qui amène à penser que les protons jouent très peu de rôle dans la construction de l'état 2^+ . Or pour reproduire la faible énergie de cet état, l'écart entre les orbitales protons $d_{3/2}$ et $d_{5/2}$ doit être diminué de 1.94 MeV [9] par rapport à la situation à $N=20$ lors du remplissage des neutrons en $f_{7/2}$.

Les recherches à $N=28$ sont toujours d'actualité, notamment, cette thèse y contribue. Elle décrit l'étude du noyau exotique riche en neutrons $N=28$ ^{44}S et a pour but d'obtenir des informations supplémentaires sur la coexistence de formes prédites dans ce noyau. La section suivante est consacrée aux études expérimentales et théoriques des isotopes de soufre.

1.5 Les isotopes de soufre

1.5.1 $^{40,42}\text{S}$

Les noyaux de $^{40,42}\text{S}$ possèdent 16 protons et 24, 26 neutrons respectivement. Leur configuration en protons, dans le modèle en couches sphérique, correspond à l'orbitale $d_{5/2}$ remplie et aux orbitales $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$, situées pratiquement à la même énergie, qui se partagent équiprobablement les deux protons : environ 0.66 sur $s_{1/2}$ et environ 1.33 sur $d_{3/2}$. Leur configuration en neutrons correspond à 4 ou 6 neutrons dans l'orbitale $f_{7/2}$. La dégénérescence des couches protons $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ et l'ouverture de la couche $f_{7/2}$ favorisent les excitations protons et neutrons et donc la déformation.

L'énergie 2^+ et la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ ont été mesurées pour ces noyaux par H. Scheit et al. [7], en 1996, par excitation coulombienne. Les valeurs sont regroupées dans le tableau (1.1). Les énergies 2^+ mesurées sont plus faibles que celle du noyau stable magique ^{36}S , de même les probabilités de transition réduites $B(E2)$ sont plus grandes que pour le ^{36}S . Ces résultats traduisent la présence d'une collectivité importante et qui provient de la dégénérescence des orbitales protons $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ et dans une moindre

mesure de la non-fermeture de l'orbitale $f_{7/2}$. Les paramètres de déformation quadrupolaire, en valeur absolue, ont été déduits des valeurs de $B(E2)$ en $e^2 fm^4$ en utilisant la prescription de Raman et al. [20]. Des valeurs importantes sont calculées : 0.284(16) pour

	^{36}S	^{40}S	^{42}S
$E(2^+) \text{ (keV)}$	3291(3)	891(13)	890(15)
$B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) \text{ (} e^2 fm^4 \text{)}$	96(26)	334(36)	397(63)
$ \beta_2 $		0.284(16)	0.300(24)

TAB. 1.1 – Energies du premier état excité 2^+ et probabilités de transition réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ mesurées dans les isotopes $^{40,42}\text{S}$ [7]. Les déformations quadrupolaires β déduites des $B(E2)$ sont aussi données.

le ^{40}S et 0.300(24) pour le ^{42}S .

En 2002, les états excités supérieurs au 2^+ ont été sondés par spectroscopie gamma en ligne [21]. Le rapport des énergies des états 4_1^+ et 2_1^+ suggèrent que le ^{40}S est un noyau transitionnel ou un "γ-soft rotor" et que le ^{42}S est proche d'un rotor rigide. Lors de cette étude, les schémas de niveau ont été reproduits par le modèle collectif (théorie champ moyen incluant le mélange de configurations) qui prédit une forme triaxiale pour les noyaux de ^{40}S et ^{42}S : $\langle \gamma \rangle = 20^\circ$ et $\langle \gamma \rangle = 22^\circ$ respectivement. D'autres informations sur la forme de ces noyaux ont été apportées par les calculs de R. Rodríguez-Guzmán et al. [13]. Ces calculs champ moyen HFB utilisant la méthode de la coordonnée génératrice du moment angulaire projeté, indiquent que les états fondamentaux des $^{40,42}\text{S}$ ainsi que les états excités 0_2^+ , 2_2^+ sont un mélange des configurations prolates et oblates alors que les états 2_1^+ sont de déformation prolates.

1.5.2 ^{43}S

Le ^{43}S possède un neutron de plus que le ^{42}S et un neutron de moins que le ^{44}S . Ainsi, sa configuration neutron dans le modèle en couches correspond à 7 neutrons dans l'orbitale $f_{7/2}$. Il est idéal pour sonder le gap $N=28$ et savoir si la fermeture de couche $N=28$ persiste dans cette région.

En 2000, un état isomérique a été mesuré dans le ^{43}S à une énergie de 319 keV (cf. figure (1.9)) et avec un temps de vie de 478(48) ns [10]. Le spin n'a pas pu être assigné, seule la multipolarité de la transition, de type E2, a été déduite avec un $B(E2)$ de 0.517(52) $e^2 fm^4$ calculé à partir du temps de vie. Un deuxième état excité a été mesuré en 1999 [22] à une énergie de 940 keV avec un $B(E2)$ de 175(69) $e^2 fm^4$. Les calculs modèle en couches réalisés à l'époque [10] prédisaient une coexistence de formes sphérique-prolates

dans le ^{43}S : d'une part, ils prédisent une déformation prolate et un spin $3/2^-$ pour l'état fondamental correspondant à 48% au couplage d'un neutron avec une excitation proton 2^+ ainsi qu'un spin $7/2^-$ pour l'état à 940 keV appartenant à la même bande que le fondamental car connecté par un fort B(E2). D'autre part, un spin $7/2^-$ a été prédit pour l'état isomérique correspondant à la configuration naturelle, 7 neutrons dans la $f_{7/2}$, connectée à l'état fondamental par un faible B(E2).

Récemment (2009), la mesure du facteur gyromagnétique de l'état isomérique du ^{43}S

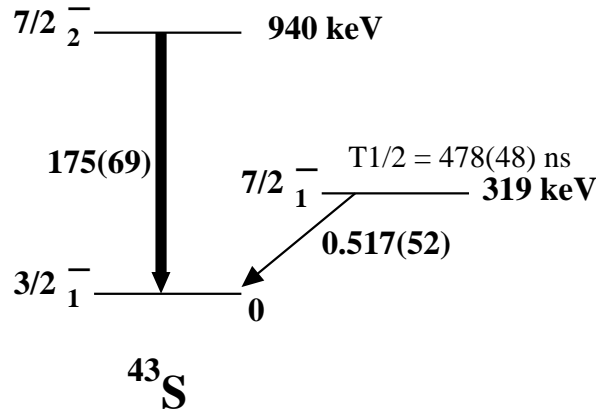


FIG. 1.9 – Schéma de niveau du ^{43}S obtenu expérimentalement à partir des données de F. Sarazin et al. [10] et R. W. Ibbotson et al. [22]. Les B(E2) en $e^2 fm^4$ sont indiqués par des flèches.

[23] a permis d'assigner expérimentalement le spin $7/2^-$ à l'état isomérique. Les calculs modèle en couches ont été refaits et les résultats obtenus sont similaires à ceux de la référence [10] : une coexistence de formes sphérique-prolate ($\beta=0.30$) est prédite. Dans ces calculs, la fonction d'onde de l'état $3/2^-_1$ correspond à des excitations neutrons au dessus du gap $N=28$ et 55% de la fonction d'onde correspond à des excitations protons "deux particules-deux trous" (2p2h) due à la dégénérescence des orbitales protons $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$. Celle de l'état $7/2^-_2$ est similaire à l'état $3/2^-_1$, ceci est cohérent avec le fait qu'ils appartiennent à la même bande. La fonction d'onde de l'état isomérique $7/2^-_1$ est totalement différente : 50% de la fonction d'onde correspond à 7 neutrons dans la $f_{7/2}$ majoritairement couplés à des excitations protons 2p2h. La décomposition de ces fonctions d'onde en configurations particules-trous ainsi que pour d'autres noyaux $N=27$ ont été détaillées en référence [24].

1.5.3 ^{44}S

Le ^{44}S possède 28 neutrons, nombre magique de neutrons. Ce noyau a été l'un des premiers à être étudié dans cette région et a permis de mettre en évidence la disparition du caractère magique de $N=28$ dans cette région. Les différentes études expérimentales et théoriques effectuées sont présentées ci-après.

Etudes expérimentales

Mesures de l'énergie 2^+ et du $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$

Comme pour les noyaux de $^{40,42}\text{S}$, l'énergie 2^+ et la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du ^{44}S ont été mesurées par excitation coulombienne par T. Glasmacher et al. [8] en 1997. Une énergie faible de 1297(18) keV et un $B(E2)$ important de 314(88) $e^2 fm^4$ ont été mesurés, allant à l'encontre des prédictions attendues pour un noyau magique. Une déformation quadrupolaire β de 0.258(36) en valeur absolue a été déduite du $B(E2)$.

Spectroscopie gamma en ligne : mesure des états excités supérieurs

Les états excités autres que le 2^+ ont été recherchés par spectroscopie gamma en ligne par D. Sohler et al. [21]. En plus de la transition $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ déjà connue et mesurée à 1350(10) keV, trois lignes gamma supplémentaires ont été détectées : 288 keV, 988 keV et 2632 keV. Le schéma de niveau du ^{44}S a été construit et apparaît sur la figure (1.10). Un état de spin 0_2^+ à 1638 keV et un état de spin 2_2^+ à 2632 keV ont été suggérés. L'assignation en spins de ces états reste incertaine.

Découverte d'un état isomérique 0_2^+

Une expérience en 2005 [25] a mis en évidence la présence d'un état isomérique 0_2^+ dans le ^{44}S à une énergie de 1365(1) keV, juste au dessus du premier état excité 2^+ . Cet état a été mesuré avec un temps de vie de 2.3(3) μs . La découverte de ce second état 0^+ proche en énergie du fondamental est venu appuyer les prédictions théoriques de coexistence de formes. L'énergie de cet état a été bien reproduite par les calculs modèle en couches d'E. Caurier et al. [16]. L'énergie du premier état excité 2^+ a été remesurée dans cette expérience, avec une plus grande précision, à une énergie de 1329(1) keV.

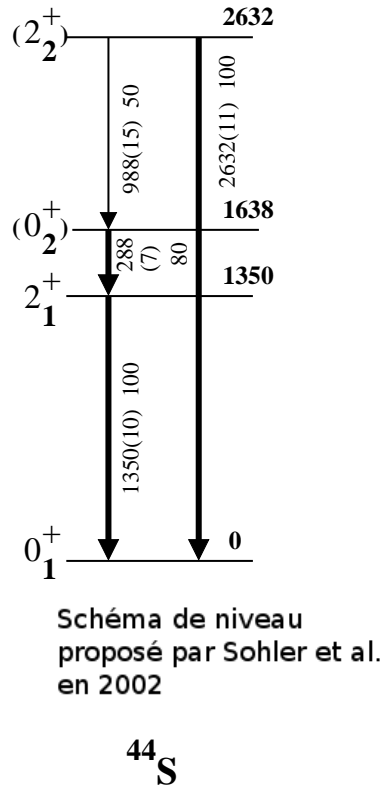


FIG. 1.10 – Schéma de niveau du ^{44}S établi par D. Sohler et al. [21] en 2002 à partir de l'expérience de spectroscopie gamma du ^{44}S .

Spectroscopie gamma en ligne : nouvelle mesure des états excités

Lors de l'expérience de spectroscopie gamma en ligne effectuée sur le noyau ^{42}Si en 2007 par B. Bastin et al. [9], des données sur le ^{44}S ont aussi été accumulées. Les transitions gamma ont été détectées avec une statistique beaucoup plus grande que lors de l'expérience de D. Sohler et al. en 2002 [21]. Une analyse est en cours, un état est positionné à 2291 keV et pourrait correspondre à un spin 2^+ .

Etudes théoriques

Calculs champ moyen et au delà

En 1994 puis en 1996, des calculs basés sur la théorie champ moyen auto-consistante (modèle Skyrme-HF et modèle champ moyen relativiste (RMF)) prédisent une coexistence de formes prolate-oblate dans le ^{44}S .

En 2000, S. Péru et al. [12] ont calculé l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation β . La courbe d'énergie potentielle est représentée sur le côté gauche de

la figure (1.11). Deux minima prolate-oblate ($\beta_1=-0.2$, $\beta_2=0.3$) et séparés de quelques centaines de keV sont obtenus. Des calculs similaires effectués par R. Rodríguez-Guzmán et al. [13] et P. G. Reinhard et al. [26] prédisent aussi la coexistence de formes prolate-oblate dans le ^{44}S .

Les états collectifs 0_1^+ , 0_2^+ , 2_1^+ et 4_1^+ ont été calculés en appliquant la technique du mélange de configurations basée sur la méthode de la coordonnée génératrice. La surface d'énergie potentielle obtenue (représentation dans le plan $(\beta-\gamma)$) est montrée en partie droite de la figure (1.11). Les états 0_1^+ , 0_2^+ , 2_1^+ et 4_1^+ sont trouvés triaxiaux avec une déformation γ moyenne de 30° . Ces états sont représentés sur la figure de gauche où on voit qu'ils ne sont pas localisés dans les puits.

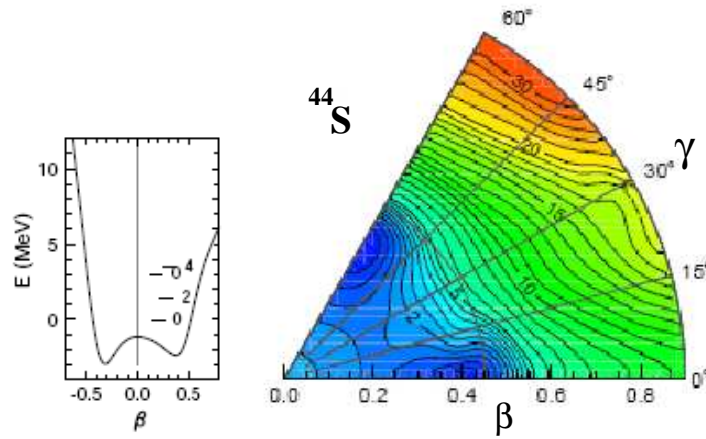


FIG. 1.11 – A gauche, énergie potentielle du noyau ^{44}S tracée en fonction de la déformation axiale β . A droite, énergie potentielle du noyau ^{44}S calculée dans le plan de déformation (β, γ) dans la théorie champ moyen HFB prenant en compte le mélange de configurations [12]. Les lignes équipotentielles sont séparées d'un intervalle de 1 MeV.

Calculs modèle en couches

E. Caurier et al. [16] ont calculé les états correspondant à l'excitation de deux neutrons en dehors de la couche $f_{7/2}$. La configuration neutron 2p2h est trouvée quasi-dégénérée avec la configuration neutron 0p0h qui correspond à la couche $f_{7/2}$ fermée : une différence de 200 keV est obtenue pour laquelle la configuration neutron 2p2h est la plus liée. Cette configuration neutron 2p2h correspond à une structure fortement déformée de $\beta=0.35$. La décomposition de ces configurations sur les états 0^+ (cf. figure (1.12)) montre que les états 0_1^+ et 0_2^+ sont un mélange identique de configuration neutron 0p0h et de configuration neutron 2p2h. Ces calculs donne l'image d'une coexistence de formes sphérique

(configuration neutron 0p0h)-prolate (configuration neutron 2p2h) dans le ^{44}S .

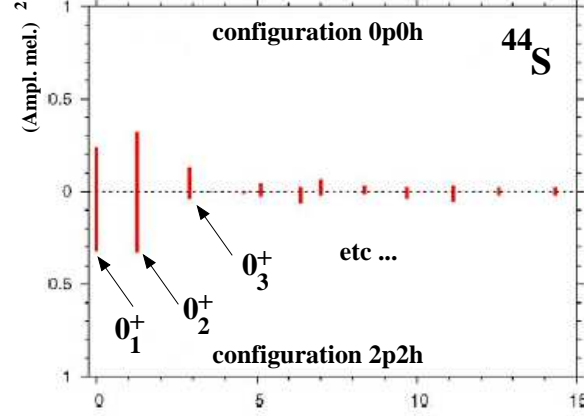


FIG. 1.12 – Décomposition des configurations neutron 0p0h et 2p2h sur les états 0^+ du ^{44}S calculés dans le modèle en couches [16]. La configuration neutron 0p0h correspond à la couche $f_{7/2}$ remplie alors que la configuration neutron 2p2h correspond à l'excitation de deux neutrons au dessus du gap $N=28$.

1.6 Nouvelles informations sur la structure du ^{44}S

Une nouvelle expérience a été réalisée en juin 2006 et l'analyse de celle-ci est l'objet de cette thèse. L'objectif fut de mesurer le rapport d'embranchement $\frac{\lambda(E2)}{\lambda(E0)}$ de l'état isomère 0_2^+ .

L'état 0_2^+ décroît vers le fondamental selon deux voies (cf. figure (1.13)) :

- soit directement vers le fondamental par transition E0. La décroissance a lieu soit par conversion interne où l'énergie de la transition est convertie à un électron du cortège électronique (e_{IC}^-) soit par création d'une paire (e^+e^-)_{IPF} car l'énergie de la transition est supérieure à 1022 keV, l'énergie de masse d'une paire (e^+e^-).
- soit en passant par l'état intermédiaire 2^+ par transition E2. L'énergie de la transition $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ étant faible (36 keV), la transition gamma est fortement convertie en électrons. La transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ a lieu principalement par émission gamma.

A partir de la mesure de ce rapport d'embranchement, on peut calculer la force de transition ρ^2 entre les deux états 0^+ ainsi que la probabilité de transition réduite $B(E2)$ entre l'état isomérique et le premier état excité 2_1^+ . La mesure de cette force nous fournira des

informations supplémentaires sur les formes en présence dans la coexistence prédite dans ce noyau et sur le mélange entre les états 0^+ . De même, en comparant la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ avec la probabilité de transition réduite E2 entre l'état fondamental 0_1^+ et le premier état excité 2_1^+ mesurée par T. Glasmacher et al. [8], nous pourrions obtenir une information supplémentaire sur le mélange entre les états 0^+ , qui sera complétée par des calculs modèle en couches.

L'expérience réalisée a consisté à produire le noyau ^{44}S dans son état isomère 0_2^+ , à l'im-

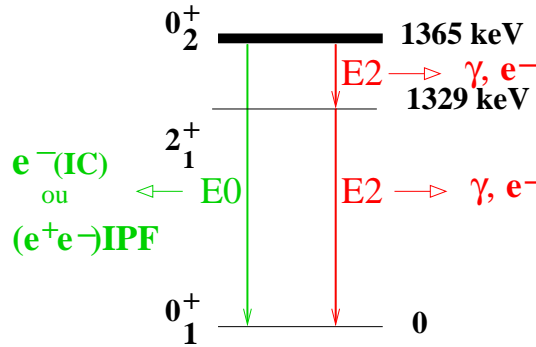


FIG. 1.13 – Désexcitation de l'état isomérique 0_2^+ du ^{44}S par transition E0 ou transition E2.

planter dans un dispositif expérimental et à détecter les produits de décroissance (électrons et gammas) : le nombre relatif d'électrons de conversion interne et de gammas de 1329 keV émis permettent de remonter au rapport d'embranchement $\frac{\lambda(E2)}{\lambda(E0)}$.

1.6.1 Mesure de la force de transition monopolaire ρ^2

1.6.1.1 Introduction sur les transitions E0

Les transitions E0 sont des transitions électriques de multipolarité nulle : elles ont lieu entre deux états de même spin et parité comme la transition entre deux états 0^+ . Elles sont reliées à la distribution de charge du noyau et permettent alors d'avoir une information sur la distribution spatiale des protons et par extension sur la déformation du noyau. Par conservation du moment angulaire, les transitions E0 sont interdites par gamma, elle se réalisent alors par conversion interne ou par création de paires, deux processus en compétition :

- le processus de conversion interne (en anglais, "internal conversion") est un processus au cours duquel l'énergie de la transition E_t est transmise à un électron du cortège électronique. Si l'énergie de la transition est supérieure à l'énergie de liaison B_l de l'électron, l'électron est éjecté avec une énergie cinétique $E = E_t - B_l$;

- la création de paires (en anglais, "internal pair formation") correspond au processus dans lequel l'énergie de la transition est convertie pour créer une paire (e^+e^-). La création de paires a lieu seulement si l'énergie de la transition est supérieure à deux fois l'énergie de masse de l'électron (1022 keV) ;

La probabilité de transition E0 s'écrit comme le produit de deux termes : le facteur électronique total Ω_{tot} et la force de transition monopolaire ρ^2 [27] :

$$\lambda(E0) = \rho^2 \cdot \Omega_{tot} \quad (1.2)$$

Le facteur électronique Ω_{tot} est une probabilité de transition exprimée en s^{-1} qui dépend de la charge Z du noyau et de l'énergie de la transition E et qui contient toute l'information atomique. Il se décompose en deux termes : un facteur électronique de conversion interne Ω_{IC} et un facteur électronique de création de paires Ω_{IPF} qui ont été tabulés pour différentes charges Z et différentes énergies de transition [28] :

$$\Omega_{tot} = \Omega_{IC} + \Omega_{IPF} \quad (1.3)$$

La force de transition monopolaire ρ^2 contient toute l'information nucléaire, elle est proportionnelle au carré de l'élément de matrice de transition E0 :

$$\rho^2 = \frac{1}{e^2 R_0^4} | \langle I_f^\pi | T(E0) | I_i^\pi \rangle |^2 \quad (1.4)$$

où R_0 est le rayon nucléaire $R_0 \simeq 1.2A^{1/3} \text{ fm}$ et $T(E0)$ l'opérateur de transition E0 défini de façon discrète (équation (1.5)) ou continue (équation (1.6)) comme la somme sur les protons du rayon-vecteur au carré.

$$T(E0) = \sum_{k=1}^Z e r_k^2 \quad (1.5)$$

$$T(E0) = \int \rho(r) r^2 dV \quad (1.6)$$

1.6.1.2 Relation entre la force de transition monopolaire et la déformation

Dans le cadre du modèle collectif géométrique, nous pouvons interpréter la valeur de la force de transition monopolaire en termes de mélange des états 0^+ et de déformations de ces états. Ce modèle décrit le noyau selon sa forme en fonction de deux variables collectives

β et γ introduits par Bohr et Mottelson [29].

Paramétrisation de la déformation nucléaire

On décrit la déformation du noyau comme la déformation de sa surface. Celle-ci est paramétrisée à partir de la sphère corrigée par les harmoniques sphériques $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ [30] :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (1.7)$$

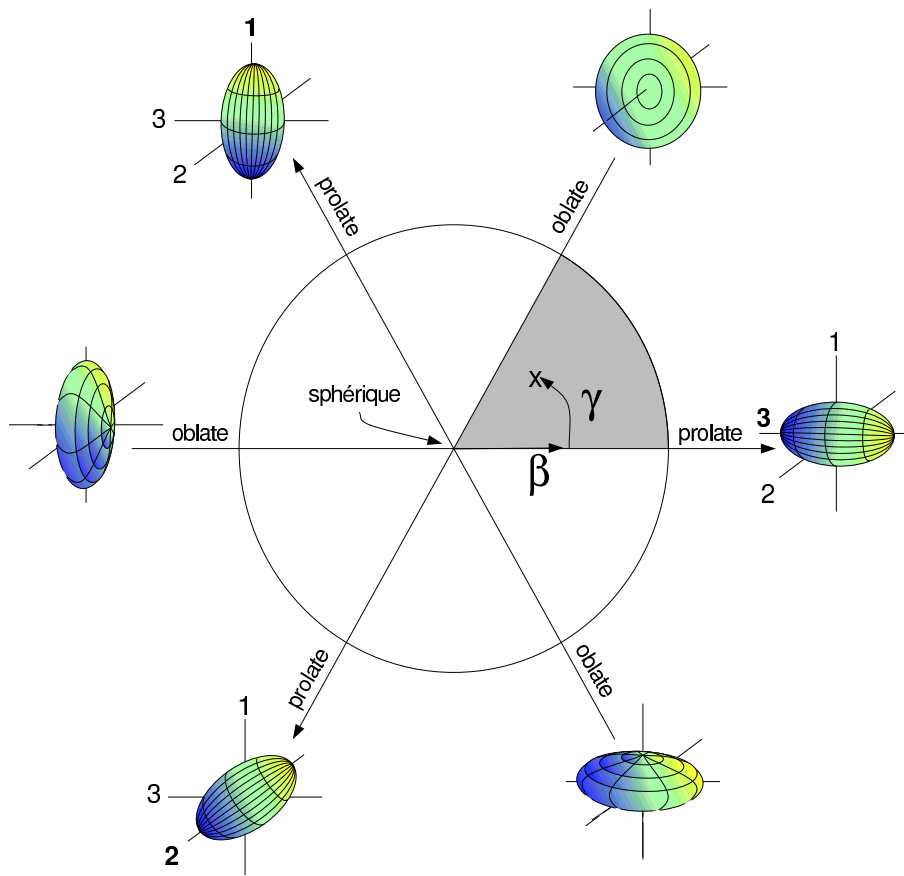
où R_0 est le rayon d'une sphère de même volume. Le terme $\lambda=0$ décrit les variations de volume, $\lambda=1$ la translation du système ; les termes $\lambda=2$ représentent une déformation quadrupolaire, $\lambda=3$ une déformation octupolaire correspondant par exemple à un noyau en forme de poire. Les déformations quadrupolaires $\lambda=2$ sont les plus fréquentes, dans un tel cas, les cinq paramètres de déformation $\alpha_{\lambda\mu}$ se réduisent à deux paramètres indépendants pour des raisons de symétrie. Ces deux paramètres s'expriment en fonction des deux variables collectives β et γ à partir des relations suivantes (conventions de Hill et Wheeler [31]) :

$$\begin{aligned} \alpha_{20} &= \beta \cos \gamma \\ \alpha_{22} &= \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{aligned}$$

β est appelé le paramètre de déformation axiale et γ le paramètre de triaxialité. Avec ces deux paramètres, toutes les formes des noyaux sont décrites. La figure (1.14) montre les formes possibles prises par le noyau en fonction des valeurs β et γ . Les noyaux allongés dits prolate correspondent à une valeur de $\gamma=0^\circ, 120^\circ$ et 240° . Les déformations aplaties dites oblates sont associées à des valeurs de $\gamma=60^\circ, 180^\circ$ et 300° . Pour des valeurs différentes de celles citées, le noyau est triaxial. Comme le montre la figure, les multiples de 60° du paramètre γ sont redondants et correspondent juste à une autre orientation des axes. Le secteur $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$, indiqué en grisé, est donc suffisant pour décrire la déformation du noyau.

Expression de la force de transition monopolaire dans le cadre du modèle collectif géométrique

En remplaçant dans l'expression de l'opérateur de transition $E0$ (équation (1.6)), r par l'expression $R(\theta, \phi)$ (équation (1.7)) et en supposant une déformation quadrupolaire, l'opé-

FIG. 1.14 – Déformations nucléaires dans le plan (β, γ) .

rateur de transition E0 s'exprime comme :

$$T(E0) = \frac{3}{5}ZeR_0^2\left(1 + \frac{5}{4\pi} \sum_{\mu} |\alpha_{2\mu}|^2 + O(n \geq 3)\right) \quad (1.8)$$

où $O(n \geq 3)$ représente les termes en $\alpha_{2\mu}$ d'ordre supérieur ou égal à 3. Ecrivons la force de transition monopolaire entre deux états 0^+ :

$$\rho^2 = \frac{1}{e^2 R_0^4} |\langle 0_2^+ | T(E0) | 0_1^+ \rangle|^2 \quad (1.9)$$

Et introduisons le mélange entre ces états en supposant un mélange à deux niveaux :

$$\begin{aligned} |0_1^+ \rangle &= a |0_I^+ \rangle + b |0_{II}^+ \rangle \quad \text{où } a^2 + b^2 = 1 \\ |0_2^+ \rangle &= -b |0_I^+ \rangle + a |0_{II}^+ \rangle \end{aligned}$$

L'expression de ρ^2 devient :

$$\begin{aligned} \rho^2(E0) &= \frac{1}{e^2 R^4} \left[ab (\langle 0_I^+ | T(E0) | 0_I^+ \rangle - \langle 0_{II}^+ | T(E0) | 0_{II}^+ \rangle) \right. \\ &\quad \left. + (a^2 - b^2) \langle 0_{II}^+ | T(E0) | 0_I^+ \rangle \right]^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Nous faisons l'hypothèse que les fonctions d'onde des états 0_I^+ et 0_{II}^+ sont principalement localisées à différents points dans l'espace de déformation. Ainsi le terme $\langle 0_{II}^+ | T(E0) | 0_I^+ \rangle$ s'annule et le troisième terme dans l'expression ci-dessus disparaît. En remplaçant dans l'expression ci-dessus, $T(E0)$ par l'équation (1.8) et en négligeant les termes d'ordre supérieur ou égal à 3, on obtient l'expression suivante de $\rho^2(E0)$:

$$\rho^2(E0) = \left(\frac{3Z}{4\pi}\right)^2 a^2 b^2 (\beta_1^2 - \beta_2^2)^2 \quad (1.11)$$

où la déformation β_k associée à l'état 0_k^+ a été introduite et est définie comme :

$$\beta_k^2 = \langle 0_k^+ | \sum |\alpha_{\mu}|^2 | 0_k^+ \rangle \quad (1.12)$$

Lorsque le terme d'ordre 3 est pris en compte dans l'opérateur de transition E0, le para-

mètre de triaxialité γ intervient et la force de transition monopolaire s'écrit alors [32] :

$$\rho^2(E0) = \left(\frac{3Z}{4\pi}\right)^2 a^2 b^2 \left[\beta_1^2 - \beta_2^2 + \frac{5\sqrt{5}}{21\sqrt{\pi}} (\beta_1^3 \cos 3\gamma_1 - \beta_2^3 \cos 3\gamma_2) \right]^2 \quad (1.13)$$

Ce terme d'ordre 3 devient non négligeable dans le cas de deux paramètres de déformation de signes différents mais d'amplitude similaire car dans ce cas, le terme d'ordre 2 disparaît. Dans le cas d'un mélange faible, le produit $a \cdot b$ s'approche de zéro et donc la force de transition monopolaire devient proche de zéro. Il faut avoir un mélange non négligeable et des déformations très différentes pour obtenir un $\rho^2(E0)$ grand. L'équation (1.13) montre la relation qu'il y a entre la force de transition monopolaire et les déformations des états 0^+ associés et cette relation sera utilisée lors de l'interprétation des résultats.

1.6.1.3 Détermination de la force de transition monopolaire dans le ^{44}S

La transition ($E0 : 0_2^+ \rightarrow 0_1^+$) dans le ^{44}S s'effectue soit par électron de conversion interne ou soit par création de paires car l'énergie de la transition est supérieure à 1022 keV. D'après les relations (1.2) et (1.3), la probabilité de transition E0, $\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ dans le ^{44}S s'écrit :

$$\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = \rho^2[\Omega_{IC} + \Omega_{IPF}] \quad (1.14)$$

Pour pouvoir déterminer la force de transition monopolaire ρ^2 , il faut connaître la probabilité de transition E0. Celle-ci est déterminée à partir de la probabilité de transition totale de l'état 0_2^+ et de la probabilité de transition E2, $\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$:

$$\begin{aligned} \lambda(0_2^+) &= \lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) + \lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) \\ &= \lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+).(1 + R) \end{aligned} \quad (1.15)$$

où $R = \frac{\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$ est le rapport d'embranchement de l'état 0_2^+ que l'on détermine expérimentalement.

La probabilité de transition totale $\lambda(0_2^+)$ est reliée au temps de vie de l'état 0_2^+ par la relation :

$$\lambda(0_2^+) = \tau^{-1} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}(0_2^+)} \quad (1.16)$$

En combinant les relations (1.14), (1.15) et (1.16), la force de transition monopolaire ρ^2 s'écrit :

$$\rho^2 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}(0_2^+).(1 + R).(\Omega_{IC} + \Omega_{IPF})} \quad (ss \ dim.) \quad (1.17)$$

Détermination du rapport d'embranchement R

Le rapport d'embranchement de l'état isomère 0_2^+ correspond au rapport entre la probabilité de transition $\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et la probabilité de transition $\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ (cf. figure (1.13)) :

$$R = \frac{\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \quad (1.18)$$

Le temps de vie de l'état 2_1^+ , de 2.4(7) ps, étant beaucoup plus court que le temps de vol dans le spectromètre, de l'ordre de 460 ns, cet état n'est alimenté que par la décroissance de l'état isomère 0_2^+ . Ainsi, le nombre de transitions ($E2 : 0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) est égale au nombre de transitions ($E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) et nous exprimons le rapport d'embranchement à partir du rapport entre la probabilité de transition E2, $\lambda(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ et la probabilité de transition E0, $\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$:

$$R = \frac{\lambda(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \quad (1.19)$$

La probabilité de transition $\lambda(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ est la somme de la probabilité de transition E2 par gamma et de la probabilité de transition E2 par électron de conversion interne :

$$\begin{aligned} \lambda(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) &= \lambda_\gamma(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) + \lambda_{e^-}(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \\ &= \lambda_\gamma(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \cdot [1 + \alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)] \end{aligned} \quad (1.20)$$

où $\alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{\lambda_{e^-}(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{\lambda_\gamma(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$ est le coefficient de conversion interne de la transition ($E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$).

La probabilité de transition E0 est la somme de la probabilité de transition E0 par conversion interne et de la probabilité de transition E0 par création de paires :

$$\begin{aligned} \lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) &= \lambda_{IC}(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) + \lambda_{IPF}(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) \\ &= \lambda_{IC}(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) \cdot \left[1 + \frac{\Omega_{IPF}}{\Omega_{IC}} \right] \end{aligned} \quad (1.21)$$

On obtient alors :

$$R = \frac{\lambda_\gamma(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{\lambda_{IC}(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \cdot \frac{[1 + \alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)]}{\left[1 + \frac{\Omega_{IPF}}{\Omega_{IC}} \right]} \quad (1.22)$$

Le rapport $\frac{\lambda_\gamma(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{\lambda_{IC}(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$ correspond au rapport du nombre de gammas de 1329 keV émis lors de la transition ($E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) et du nombre d'électrons de conversion interne émis

lors de la transition ($E0 : 0_2^+ \rightarrow 0_1^+$), particules détectées dans l'expérience :

$$\frac{\lambda_\gamma(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{\lambda_{IC}(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)} = \frac{N_\gamma^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{N_{e_{CI}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$$

Finalement le rapport d'embranchement R de l'état isomère 0_2^+ s'écrit :

$$R = \frac{N_\gamma^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \cdot \frac{[1 + \alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)]}{\left[1 + \frac{\Omega_{IPF}}{\Omega_{IC}}\right]} \quad (1.23)$$

1.6.2 Mesure de la probabilité de transition réduite $B(E2 : 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$

La probabilité par seconde d'une transition électrique d'ordre λ , entre un état initial I_i et un état final I_f est donnée par [29] :

$$T(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.24)$$

où E_γ est l'énergie du gamma émis en MeV, $\hbar c = 197.3$ MeV.fm, $\hbar = 6.58212 \cdot 10^{-22}$ MeV.s et $B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ est la probabilité de transition réduite en $e^2(fm^{2\lambda})$ entre l'état initial I_i et l'état final I_f .

La probabilité de transition par seconde $T(E\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ peut-être reliée au temps de vie partiel gamma de l'état initial I_i , exprimée en secondes, comme :

$$T(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^\gamma(I_i)} \quad (1.25)$$

Des équations (1.24) et (1.25), on obtient l'expression de la probabilité de transition réduite $B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f)$:

$$B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{\hbar \ln 2}{T_{1/2}^\gamma(I_i)} \frac{\lambda[(2\lambda+1)!!]}{8\pi(\lambda+1)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^{2\lambda+1} (e^2 fm^{2\lambda}) \quad (1.26)$$

où E_γ s'exprime en MeV et $T_{1/2}^\gamma(I_i)$ s'exprime en secondes. Pour une transition de type E2, $\lambda=2$, l'expression (1.26) devient :

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5.65 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma^5 T_{1/2}^\gamma(I_i)} (e^2 fm^4) \quad (1.27)$$

En appliquant l'équation (1.27) entre l'état initial 0_2^+ et l'état final 2_1^+ , l'expression obtenue pour la probabilité de transition réduite E2 entre l'état isomère 0_2^+ du ^{44}S et l'état 2_1^+ est :

$$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{5.65 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma^5 T_{1/2}^\gamma(0_2^+)} \quad (e^2 fm^4) \quad (1.28)$$

Le temps de vie partiel gamma $T_{1/2}^\gamma(0_2^+)$ s'obtient à partir du temps de vie de l'état 0_2^+ suivant la relation :

$$T_{1/2}^\gamma(0_2^+) = T_{1/2}(0_2^+) \cdot \left(1 + \frac{1}{R}\right) \cdot (1 + \alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)) \quad (1.29)$$

où R représente le rapport d'embranchement de l'état 0_2^+ défini à la section précédente et $\alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ le coefficient de conversion interne de la transition $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

On obtient l'expression (1.29) à partir des équations suivantes :

1. La probabilité de transition $\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ s'écrit comme la somme des probabilités de transition E2 par gamma et par électron :

$$\begin{aligned} \lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) &= \lambda_\gamma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) + \lambda_{e^-}(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) \\ &= \lambda_\gamma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) \left[1 + \frac{\lambda_{e^-}(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{\lambda_\gamma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)} \right] \end{aligned}$$

On note $\alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{\lambda_{e^-}(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{\lambda_\gamma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$, le facteur de conversion interne. On obtient alors :

$$\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \lambda_\gamma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) (1 + \alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)) \quad (1.30)$$

2. La décroissance de l'état 0_2^+ se faisant soit par E2, soit par E0, la probabilité de transition E2 de l'état 0_2^+ vers l'état 2_1^+ est reliée à la probabilité de transition

totale par :

$$\begin{aligned}\lambda(0_2^+) &= \lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) + \lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) \\ &= \lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) \left[1 + \frac{\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)} \right]\end{aligned}$$

On note $R = \frac{\lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{\lambda(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$, le rapport d'embranchement de l'état 0_2^+ . On obtient alors :

$$\lambda(0_2^+) = \lambda(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) \left(1 + \frac{1}{R} \right) \quad (1.31)$$

3. En combinant les équations (1.30) et (1.31), on obtient la relation entre la probabilité de transition totale et la probabilité de transition E2 par gamma de l'état 0_2^+ :

$$\lambda(0_2^+) = \lambda_\gamma(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) (1 + \alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)) \left(1 + \frac{1}{R} \right) \quad (1.32)$$

4. En transformant la probabilité de transition en temps de vie à partir de la relation $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, on obtient finalement la relation entre le temps de vie de l'état 0_2^+ et le temps de vie partiel gamma :

$$T_{1/2}^\gamma(0_2^+) = T_{1/2}(0_2^+) (1 + \alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)) \left(1 + \frac{1}{R} \right) \quad (1.33)$$

La probabilité de transition réduite E2 s'écrit finalement :

$$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{5.65 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma^5 \cdot T_{1/2}(0_2^+) \cdot (1 + \frac{1}{R}) \cdot (1 + \alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+))} \quad (e^2 fm^4) \quad (1.34)$$

où E_γ est l'énergie du gamma émis en MeV et $T_{1/2}(0_2^+)$ est le temps de vie de l'état 0_2^+ en secondes.

Chapitre 2

Expérience

L'expérience a été réalisée au laboratoire GANIL, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, en juin 2006 et a duré cinq jours. Son but était de mesurer la force de transition monopolaire ρ^2 entre l'état fondamental 0_1^+ et le premier état excité isomérique 0_2^+ du ^{44}S . L'expérience a consisté à mesurer les intensités relatives des particules émises (électrons, gammas) lors de la décroissance de l'état 0_2^+ vers le fondamental.

Je commencerai par présenter la méthode de production du noyau exotique riche en neutrons ^{44}S . Puis je poursuivrai avec la description du spectromètre LISE, qui permet de sélectionner les noyaux d'intérêt parmi l'ensemble des noyaux produits. Enfin je présenterai le dispositif expérimental. Dans cette dernière partie, je décrirai d'abord les détecteurs silicium utilisés pour l'identification des noyaux et la mesure de leur position par rapport à l'axe optique. Ensuite, je présenterai le dispositif d'implantation et la procédure expérimentale utilisée pour implanter les noyaux dans la feuille. Enfin je décrirai les détecteurs d'électrons et gammas que nous avons utilisés.

2.1 Production du noyau exotique riche en neutrons

^{44}S

Les noyaux exotiques sont produits par fragmentation d'un faisceau stable : lors de la réaction, des nucléons du projectile sont arrachés. Afin de produire un noyau exotique riche en neutrons, il faut lui enlever plus de protons que de neutrons. Pour le ^{44}S qui possède 16 protons et 28 neutrons, le choix le plus naturel est de prendre un faisceau de ^{48}Ca : il possède également 28 neutrons et quatre protons de plus que le ^{44}S . La figure (1.4) représente un extrait de la carte des noyaux de la région des noyaux riches en neutrons entre $N=20$ et $N=28$ où se trouve le ^{44}S (entouré en jaune sur la carte, les noyaux stables sont

grisés). On note en particulier que le ^{44}S comporte douze neutrons de plus que l'isotope de Soufre le plus abondant (^{32}S) et huit neutrons de plus que l'isotope de soufre stable ^{36}S .

Le faisceau primaire de ^{48}Ca est obtenu à partir de l'accélération d'ions Ca en utilisant les installations du GANIL (figure (2.1)) :

Une source d'ions de type ECR¹ fournit des ions Ca dans différents états de charge. Les ions Ca d'état de charge 8^+ sont sélectionnés et accélérés par un premier cyclotron, compact (C01 ou C02) à une énergie de l'ordre de 1 MeV/A. Un deuxième cyclotron à secteurs séparés (CSS1) les accélère ensuite à une énergie de l'ordre de 6 MeV/A. Afin de les accélérer jusqu'à une énergie supérieure avec le deuxième cyclotron à secteurs séparés (CSS2), l'état de charge des ions est modifié par passage dans une feuille d'épluchage mince de carbone. Les ions Ca^{19+} sortent alors du cyclotron CSS2 avec une énergie de 60 MeV/A.

La réaction de fragmentation a lieu à l'entrée du spectromètre LISE sur une cible tournante de Bérilyum. Lors de cette réaction, une multitude de noyaux sont produits avec un taux qui dépend de l'épaisseur de la cible. Plus la cible est épaisse et plus le nombre de noyaux produits augmente mais aussi la dispersion en angle et en moment des noyaux produits. Or le spectromètre LISE dont le rôle est de sélectionner le noyau d'étude, a une acceptation en moment et en angle limitée ($\frac{\Delta p}{p}^{max} = \pm 2.5 \%$ et $\frac{\Delta \Omega}{\Omega}^{max} = 17.4 \text{ mrad}$). Ainsi l'épaisseur de la cible doit être choisie de telle sorte qu'elle représente le meilleur compromis entre production et transmission.

Pour la production du ^{44}S , une cible de $645 \mu\text{m}$ d'épaisseur est calculée par le programme LISE++ [33] afin de respecter ces deux contraintes. Le programme LISE++ prévoit une production totale au niveau de la cible de 12000 noyaux ^{44}S par seconde pour une intensité de $4 \mu\text{Ae}$ de ^{48}Ca (soit 10^{12} pps). On comprend alors la nécessité d'avoir un spectromètre avec un fort pouvoir de sélection afin de séparer les ^{44}S des autres noyaux (8 ordres de grandeur). Cependant, à cause de l'acceptation du spectromètre, seuls 5 à 10% des noyaux de ^{44}S produits sont effectivement transmis jusqu'au dispositif expérimental.

¹Electron Cyclotron Resonance

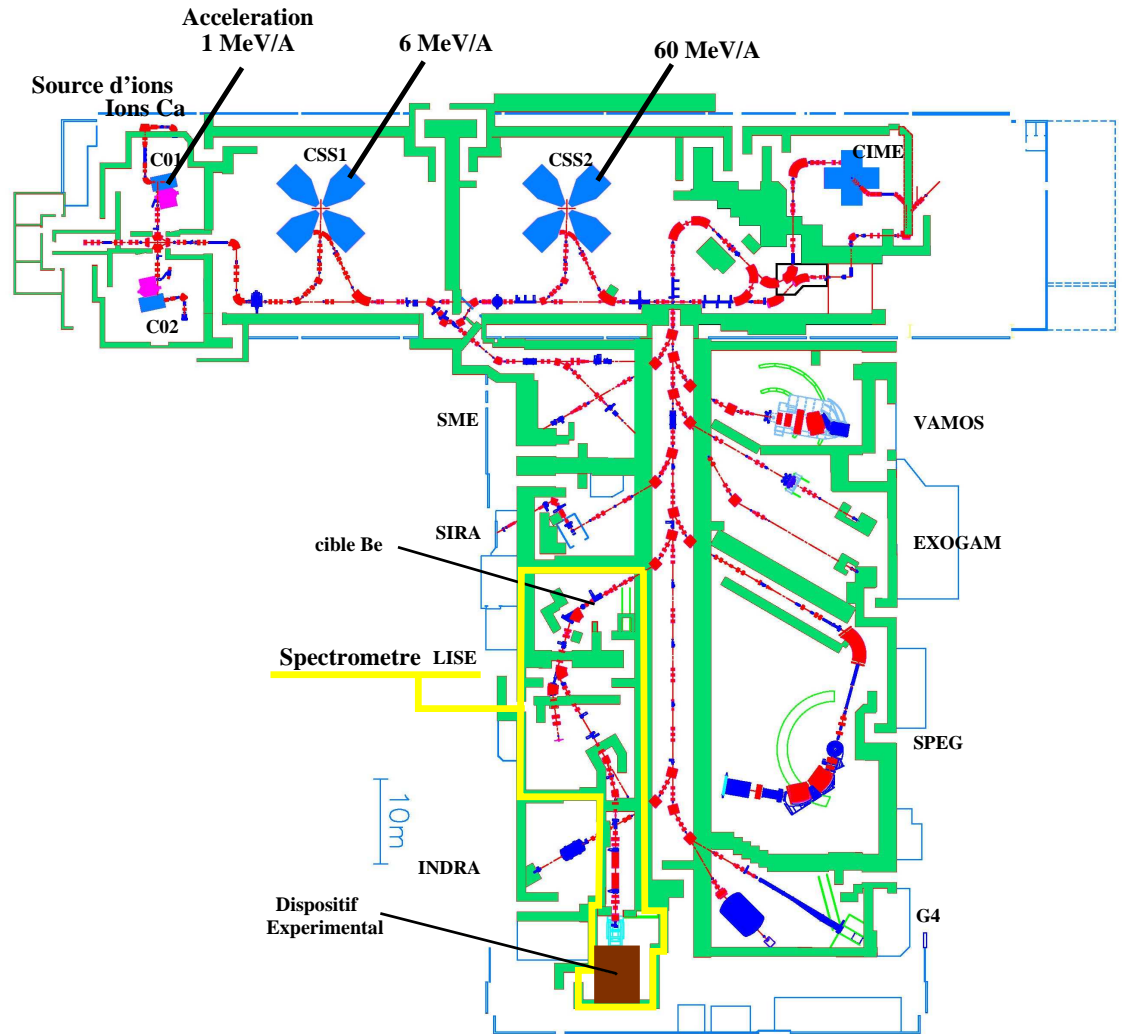


FIG. 2.1 – Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales du GANIL. Le spectromètre LISE utilisé dans cette expérience est entouré en jaune. Le dispositif expérimental est placé après le spectromètre (carré marron).

2.2 Sélection des noyaux ^{44}S avec le spectromètre LISE

LISE (Ligne d'Ions Super-Epluchés) est un spectromètre magnétique de longueur 43 m représenté en figure (2.2). Il permet de sélectionner parmi tous les noyaux produits le ou les noyaux d'intérêt [34].

La sélection se fait en trois étapes successives :

- la **première sélection** est réalisée avec un dipôle magnétique (DP1) qui sélectionne les noyaux suivant leur masse A , leur charge Q et leur vitesse v . En effet une particule traversant un champ magnétique B décrit une trajectoire courbée dont le rayon de courbure est donné par la formule suivante :

$$\rho[m^{-1}] = 3.107 \cdot \frac{A}{Q} \cdot \frac{\beta\gamma}{B} [Tm] \quad \text{où} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.1)$$

Le but étant de sélectionner le noyau d'intérêt, on règle le champ magnétique du

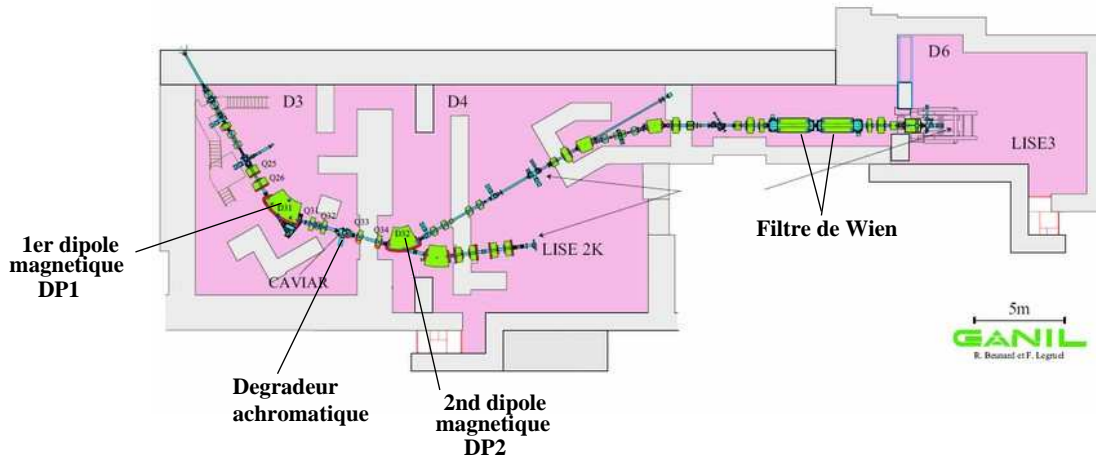


FIG. 2.2 – Schéma représentant le spectromètre LISE.

dipôle de façon à ce que la trajectoire du noyau coïncide avec l'axe optique du dipôle sur lequel sont centrées les fentes de sélection (FH31) à la sortie de celui-ci. La grandeur utilisée couramment est le produit $B\rho$ nommé "rigidité magnétique". Le spectromètre ayant une certaine acceptance en $B\rho$ (donc acceptance en moment et en A/Q), ajustée par les fentes de sélection, vont permettre la sélection des noyaux dont le $B\rho$ correspond à cette acceptance. Par exemple pour des fentes ouvertes à ± 12 mm, le spectromètre aura une acceptance en $B\rho$ de $\frac{\Delta B\rho}{B\rho} = 1.45\%$.

Le haut de la figure (2.3) montre les noyaux qui ont été sélectionnés par le premier dipôle DP1. On voit que le ^{44}S n'est pas le seul noyau à être sélectionné mais une multitude allant du Li au Cl : on comprend alors la nécessité de faire une deuxième sélection.

- la **seconde sélection** est effectuée en combinant un deuxième dipôle (DP2) avec un dégradeur achromatique placé au plan focal intermédiaire de la ligne. En traversant le dégradeur, le noyau perd une énergie qui dépend de l'épaisseur traversée, de sa charge Z et de sa masse A . Le champ magnétique du second dipôle est alors ajusté pour compenser la perte d'énergie dans le dégradeur. L'ensemble (dégradeur+2nd dipôle) réalise alors une sélection des noyaux proportionnelle à $\frac{A^3}{Z^2}$. Un jeu de fentes horizontales situé après le deuxième dipôle, au premier point focal achromatique, sélectionne les noyaux. Le bas de la figure (2.3) montre les noyaux ainsi sélectionnés. La majorité des noyaux présents à la sortie du premier dipôle ne le sont plus à la sortie du second : seulement quelques noyaux, centrés sur le ^{44}S , restent.
- Eventuellement une **troisième sélection**, en vitesse, est possible en utilisant un filtre de Wien. Il règne dans ce dernier un champ électrique \vec{E} dirigé dans le plan vertical et un champ magnétique \vec{B} dirigé dans le plan horizontal. Les noyaux sont sélectionnés si la force électrique $\vec{F}_E = q\vec{E}$ compense la force magnétique $\vec{F}_M = q\vec{v} \wedge \vec{B}$, c'est à dire si leur vitesse v est égale au rapport $\frac{E}{B}$. Les autres sont déviés et éliminés par un jeu de fentes verticales.

Dans cette expérience, le filtre de Wien n'a pas été utilisé. Une fois sélectionnés, les noyaux sont ensuite envoyés vers le dispositif expérimental qui va servir à la fois à l'identification (E1D6, EXY), à l'implantation (Erot1, Erot2, Eveto) et à la détection des particules émises par le ^{44}S .

Le tableau (2.1) récapitule les conditions expérimentales de production et de sélection des noyaux ^{44}S , les noyaux supplémentaires sélectionnés apparaissant aussi. Ces conditions diffèrent légèrement de celles énoncées ci-dessus car elles ont été ajustées durant l'expérience pour maximiser la production du ^{44}S .

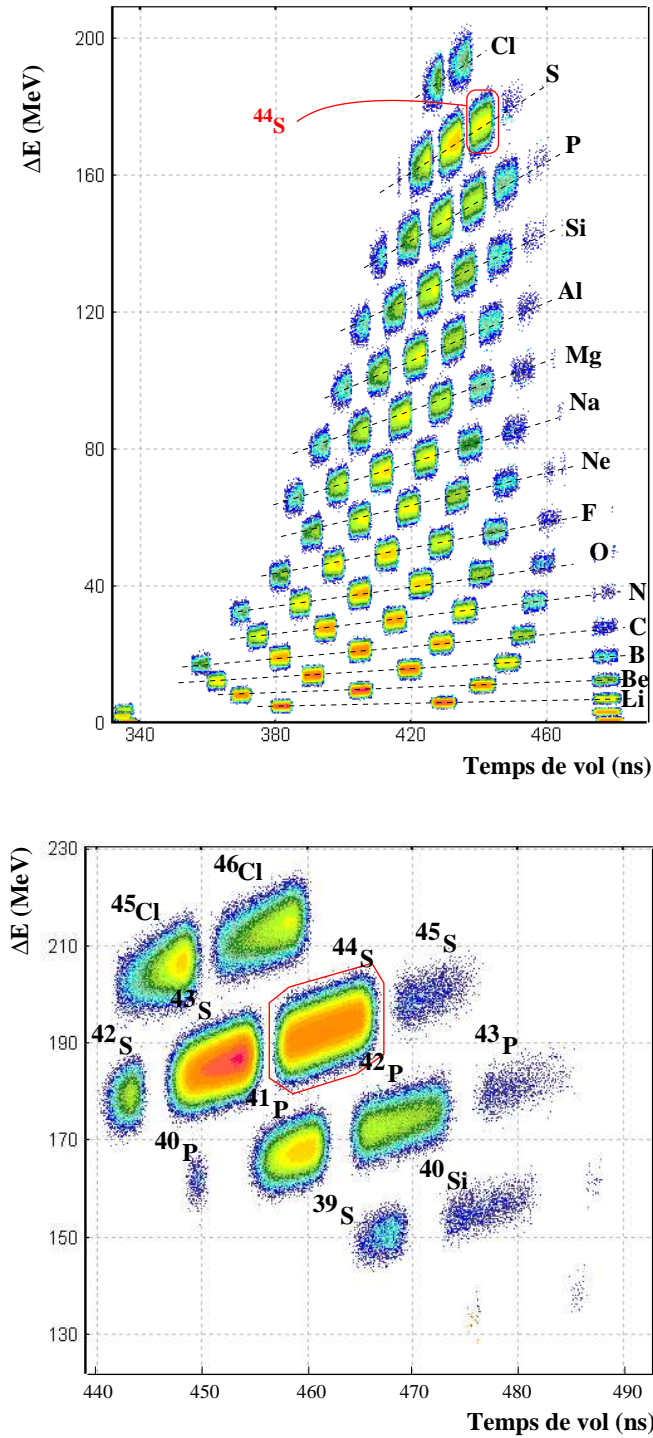


FIG. 2.3 – Le haut de la figure montre la sélection des noyaux produits par le premier dipôle magnétique DP1. Le bas de la figure montre la sélection effectuée après le second dipôle magnétique DP2. Ces figures sont obtenues par le programme de simulation LISE++ [33].

Energie faisceau	60 MeV/A
Intensité faisceau	4 μ Ae
Epaisseur cible à 0°	528 μ m
Angle cible	35°
Epaisseur cible à 35°	645 μ m
Rigidité magn. dipôle 1	2.8965 Tm
Epaisseur dégradeur	531 μ m
Rigidité magn. dipôle 2	2.7164 Tm
Taux de ^{44}S transmis	200pps*
Autres noyaux transmis	$^{42-43,45}\text{S}$, $^{45-46}\text{Cl}$, $^{40-43}\text{P}$, $^{38-40}\text{Si}$
Taux des noyaux transmis	700pps*

* taux pour une acceptance en moment $\frac{\Delta p}{p} = 1.45\%$

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif des conditions expérimentales de production et de sélection des noyaux ^{44}S . Les autres noyaux sélectionnés sont aussi indiqués.

2.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté en figure (2.4). Il est constitué de deux détecteurs silicium (E1D6, EXY) pour l'identification des noyaux et la détermination de leur position par rapport à l'axe optique, de deux détecteurs silicium (Erot1, Erot2) pour le ralentissement des noyaux, d'une feuille d'implantation dans laquelle les noyaux de ^{44}S sont stoppés et d'un détecteur silicium (Eveto) pour le contrôle de la profondeur d'implantation. Autour de la feuille se trouvent également les détecteurs Si(Li) et Clovers, qui ne sont pas représentés ici, pour la détection des électrons et gammas.

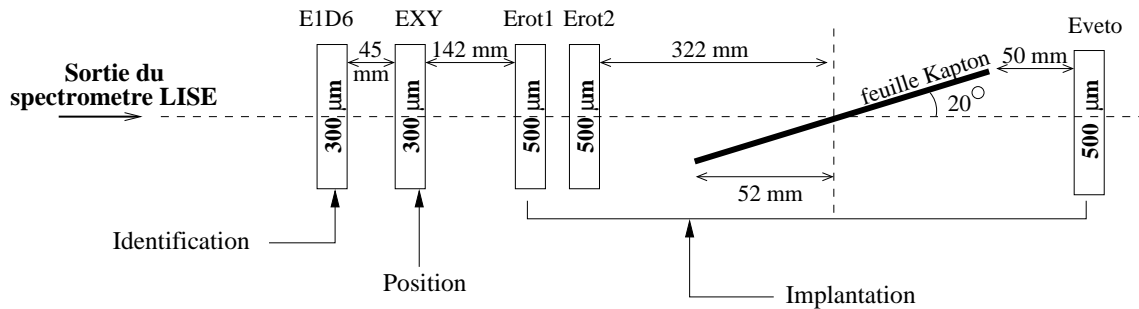


FIG. 2.4 – Dispositif expérimental permettant l'identification et l'implantation des noyaux ^{44}S dans la feuille de Kapton.

2.3.1 Identification des noyaux

L'identification des noyaux se fait événement par événement par la mesure de la perte d'énergie (information sur la charge du noyau) et par la mesure du temps de vol (information sur sa masse). Ces deux informations sont obtenues grâce au détecteur E1D6 d'épaisseur $300\ \mu\text{m}$. L'identification des noyaux est observée dans la matrice ΔE -Temps de vol montrée en figure (2.5) où chaque point correspond à la détection d'un noyau (couple ΔE -Temps de vol).

On peut tout d'abord remarquer le parfait accord entre la simulation LISE++ (figure (2.3)) et la matrice d'identification obtenue (figure (2.5)). On voit que les points se regroupent en tâches correspondant à des noyaux ${}^A_Z\text{X}$. Chaque ligne correspond à un ensemble d'isotopes. Nous identifions ceux de chlore (${}^{45}\text{Cl}$, ${}^{46}\text{Cl}$), de soufre (${}^{42}\text{S}$, ${}^{43}\text{S}$, ${}^{44}\text{S}$, ${}^{45}\text{S}$), de phosphore (${}^{40}\text{P}$, ${}^{41}\text{P}$, ${}^{42}\text{P}$, ${}^{43}\text{P}$) et de silicium (${}^{38}\text{Si}$, ${}^{39}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Si}$). On peut remarquer que les noyaux sont

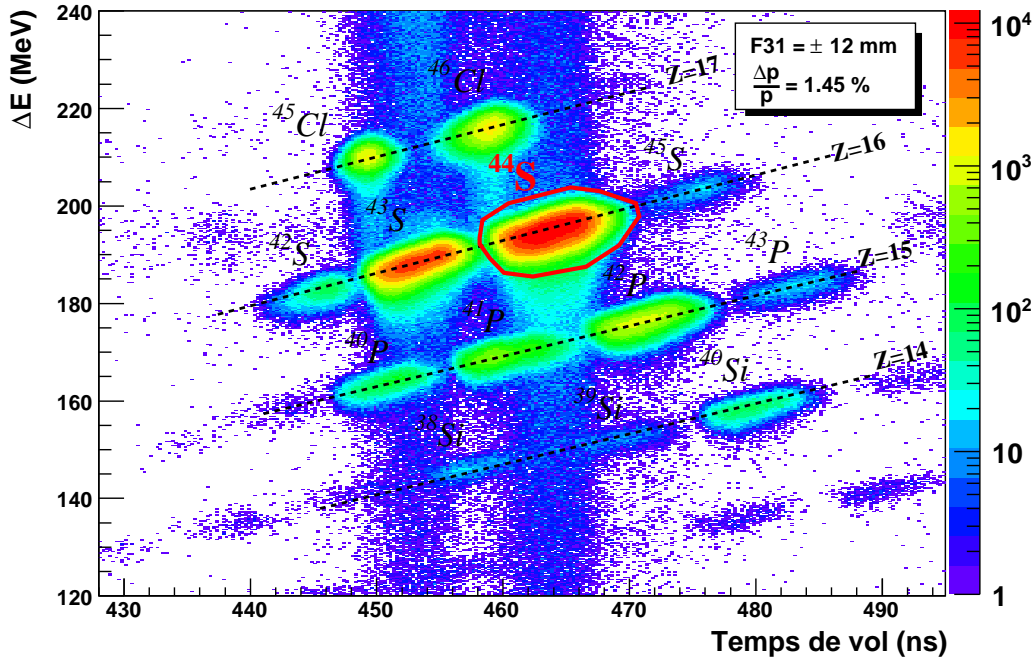


FIG. 2.5 – Identification des noyaux à la sortie du spectromètre, dans le détecteur E1D6.

correctement séparés même si les tâches ont une certaine largeur due à une dispersion en temps de vol des noyaux. Cette dispersion est directement liée à la dispersion en moment $\frac{\Delta p}{p}$ du spectromètre qui est définie par l'ouverture des fentes (FH31) situées après le premier dipôle. L'acceptance en moment utilisée pour la matrice ΔE -Temps de vol en figure (2.5) est de 1.45 % ce qui correspond à une ouverture des fentes de $\pm 12\text{ mm}$.

Pour augmenter le nombre de noyaux d'intérêt transmis, on peut ouvrir davantage les fentes du plan dispersif mais en faisant cela, la dispersion en temps de vol des noyaux augmente et les tâches dans la matrice ΔE -Temps de vol ne sont plus séparées. La figure (2.6) représente la matrice d'identification ΔE -Temps de vol pour trois ouvertures de fentes : ± 12 mm, ± 15 mm et ± 20 mm : on y voit l'augmentation de la dispersion en temps de vol avec l'ouverture des fentes.

Afin d'identifier correctement les différents noyaux transmis lorsque les fentes du plan dispersif sont ouvertes largement, on peut combiner la perte d'énergie dans E1D6 et le paramètre reconstruit A/Q. La reconstruction de ce paramètre est possible en utilisant la chambre à fils CAVIAR [35] placée au plan dispersif du dipôle DP1, devant le dégradeur. CAVIAR mesure la position de passage des noyaux par rapport à la trajectoire centrale pour laquelle la rigidité magnétique est connue (rigidité nominale). Connaissant la dispersion au plan dispersif (17 mm/%), on peut remonter à la rigidité magnétique événement par événement. De plus en mesurant le temps de vol du noyau, la grandeur A/Q est obtenue pour chaque événement. Les noyaux étant complètement épluchés en entrant dans le spectromètre, la grandeur A/Q est égale à A/Z donc le ^{44}S possède un A/Q de 2.75. On a représenté en figure (2.7) l'évolution de la matrice ΔE -A/Q en fonction de l'ouverture des fentes (± 12 mm, ± 15 mm et ± 20 mm) pour comparaison avec l'identification ΔE -Temps de vol. On voit que les tâches restent bien séparées malgré l'ouverture large des fentes.

2.3.2 Position XY

Le détecteur EXY, détecteur silicium de 20 mm de côté et de 300 μm d'épaisseur, est situé juste derrière le détecteur d'identification E1D6 (cf. figure (2.4)). Il mesure la position de passage des noyaux par rapport à l'axe optique. Cette position sera ensuite utilisée pour reconstruire la position des noyaux sur la feuille d'implantation, indispensable pour déterminer l'efficacité de détection des détecteurs Si(Li) et Ge.

La position des noyaux dans EXY est reconstruite de la façon suivante (cf. figure (2.8)) : en traversant le détecteur la particule ionise les atomes, des électrons sont libérés et collectés aux quatre coins du détecteur, leur nombre dépendant de la distance à ceux-ci. En comparant le nombre d'électrons collectés sur les coins situés à gauche (Q_{GH} , Q_{GB}) et à droite (Q_{DH} , Q_{DB}), on reconstruit la position de passage X du noyau dans le détecteur. De même la différence des charges collectées aux coins situés en haut (Q_{GH} , Q_{DH}) et en bas (Q_{GB} , Q_{DB}) du détecteur fournit la position Y. Les positions X et Y sont obtenues

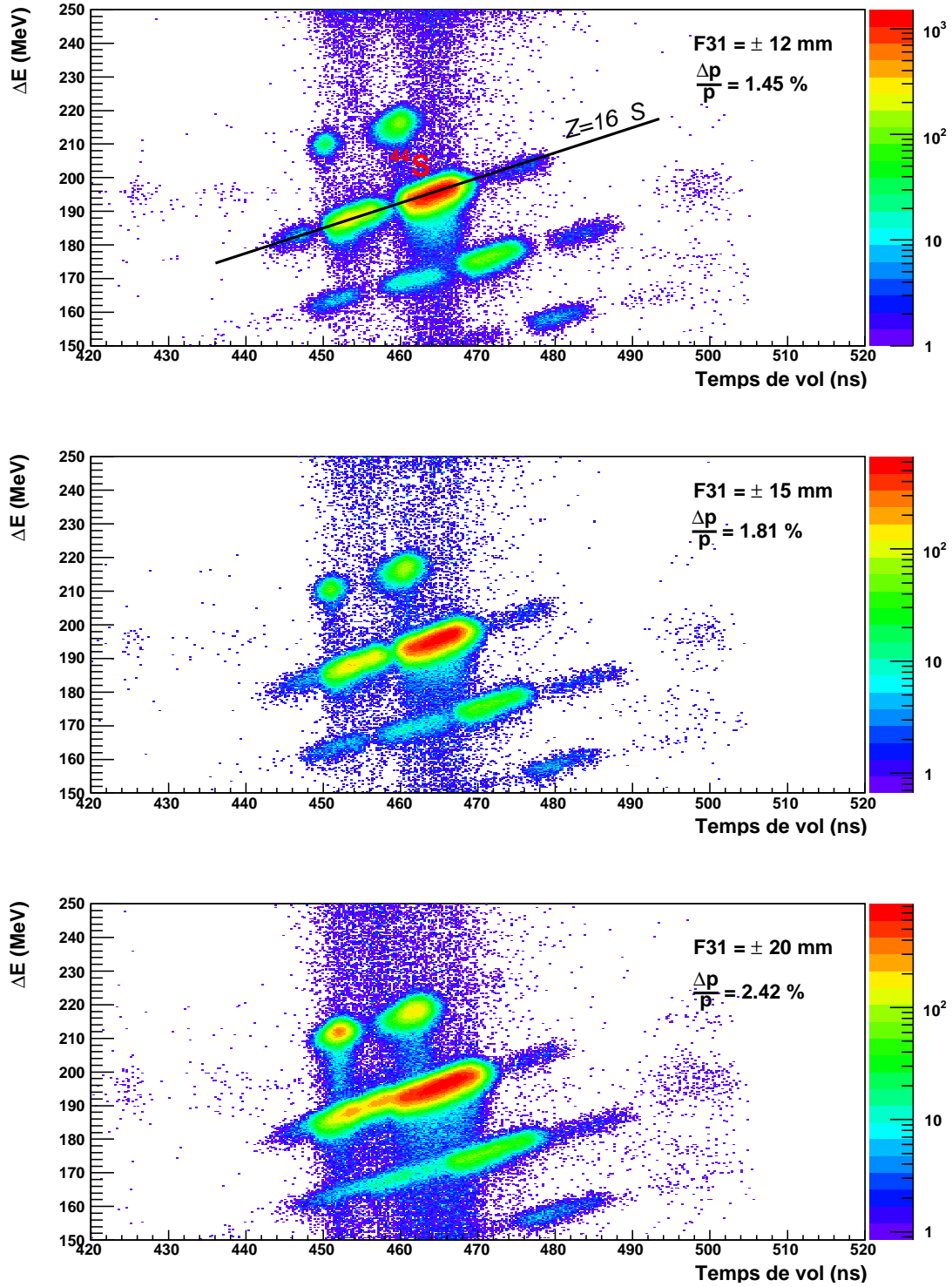


FIG. 2.6 – Evolution de la matrice d'identification ΔE -Temps de vol en fonction de l'ouverture des fentes (FH31) situées après le premier dipôle : ± 12 mm, ± 15 mm et ± 20 mm.

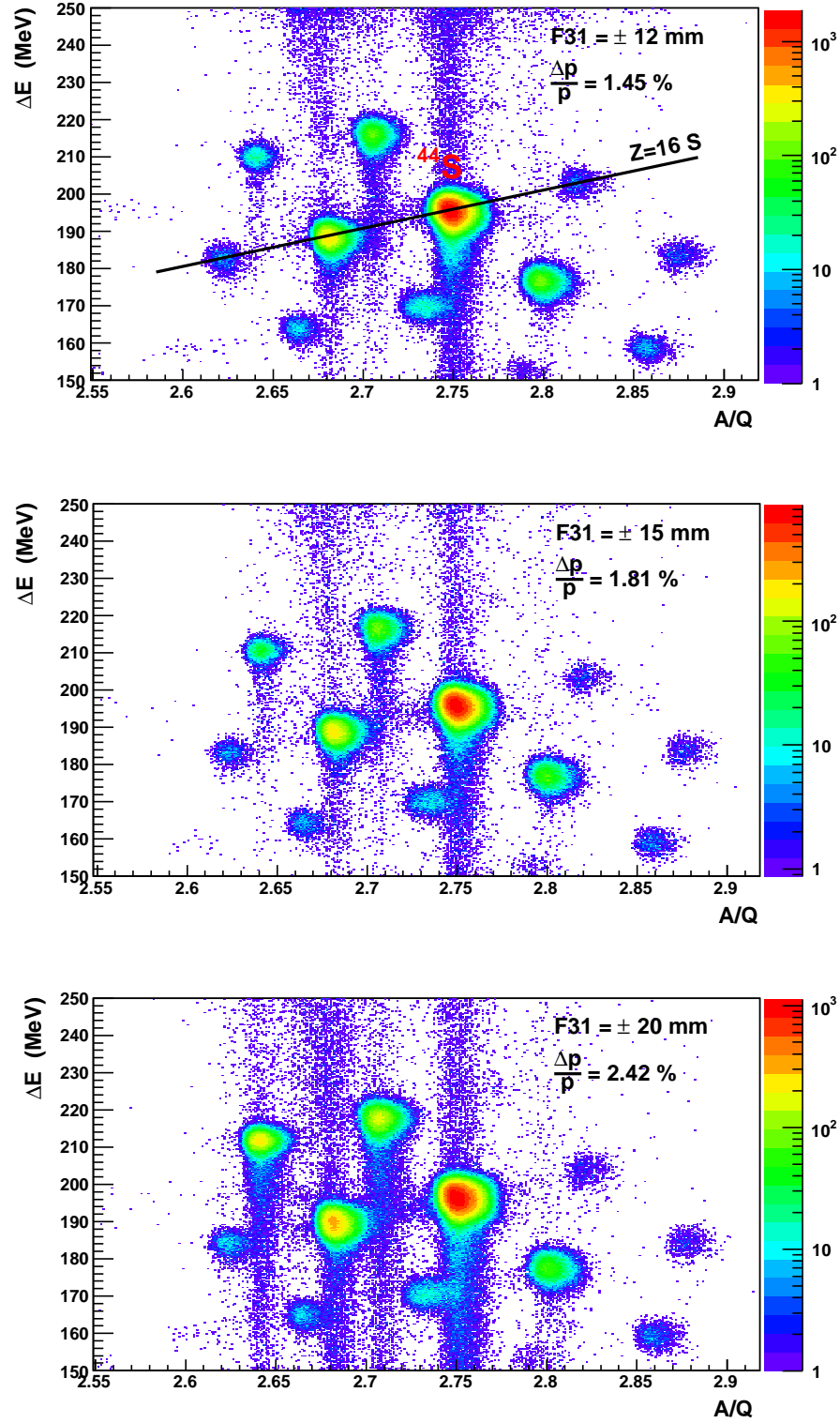


FIG. 2.7 – Evolution de la matrice d'identification ΔE - A/Q en fonction de l'ouverture des fentes (FH31) situées après le premier dipôle : ± 12 mm, ± 15 mm et ± 20 mm.

par les formules suivantes :

$$X = \frac{1.73 * Q_{DH} + 2.80 * Q_{DB} - 1.24 * Q_{GH} - 1.63 * Q_{GB}}{Q_{tot}} \quad (2.2)$$

$$Y = \frac{1.73 * Q_{DH} + 1.24 * Q_{GH} - 2.80 * Q_{DB} - 1.63 * Q_{GB}}{Q_{tot}} \quad (2.3)$$

où $Q_{tot} = 1.73 * Q_{DH} + 2.80 * Q_{DB} + 1.24 * Q_{GH} + 1.63 * Q_{GB}$

Les coefficients devant les charges ont été ajoutés pour tenir compte de gain d'amplification différent pour chaque coin. Ils ont été déterminés à partir des données acquises lors de la détermination du centre du détecteur en fermant les fentes à la sortie du spectromètre à ± 1 mm en horizontal et en vertical. La position $(XY)=(0,0)$ correspond alors à la position de l'axe optique.

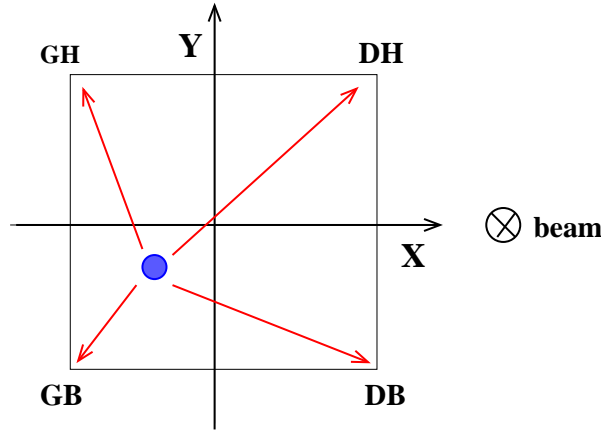


FIG. 2.8 – Schéma représentant la collection des charges aux quatre coins du détecteur EXY après le passage d'un noyau dans le détecteur.

2.3.3 Implantation

Le temps de vie de l'état isomère 0_2^+ du ^{44}S étant relativement long, de l'ordre de la microseconde, les électrons et gammas sont émis avec retardement. Afin de corrélérer la détection de ces particules au noyau ^{44}S émetteur, il est nécessaire de stopper les noyaux. De cette façon, nous connaissons précisément le point d'émission de la particule grâce au détecteur EXY et nous pouvons corriger correctement le nombre de particules détectées de l'efficacité des détecteurs.

2.3.3.1 Dispositif d'implantation

Une feuille de kapton ($C_{22}H_{10}N_2O_4$) de $125\ \mu m$ d'épaisseur, inclinée à 20° est utilisée pour implanter les noyaux de ^{44}S (cf. figure (2.4)). L'épaisseur est choisie de façon à dégrader le moins possible la détection des électrons, l'épaisseur effective obtenue est de $365\ \mu m$.

Les noyaux ayant une énergie moyenne de $46\ MeV/A$ à la sortie du spectromètre, il est nécessaire de les ralentir pour pouvoir les implanter dans la feuille. Ceci est réalisé en ajoutant de l'épaisseur de matière avant la feuille. Avec le programme de simulation LISE++, nous avons calculé qu'il fallait $1155\ \mu m$ de Si. La figure (2.9) montre la distribution des noyaux ^{44}S dans la profondeur de la feuille calculée par LISE++ pour une telle épaisseur de matière de ralentissement et une ouverture des fentes dispersives de $\pm 12\ mm$. Dans ce cas, 100% des noyaux sont stoppés dans la feuille de Kapton. Les $1155\ \mu m$ de Si sont obtenus en utilisant deux détecteurs Si de $500\ \mu m$ (Erot1, Erot2) inclinés à 30° . Un détecteur Si de $500\ \mu m$ (Eveto) a été placé en aval de la feuille afin de contrôler que des noyaux ne traversent pas la feuille de Kapton (cf. figure (2.4)).

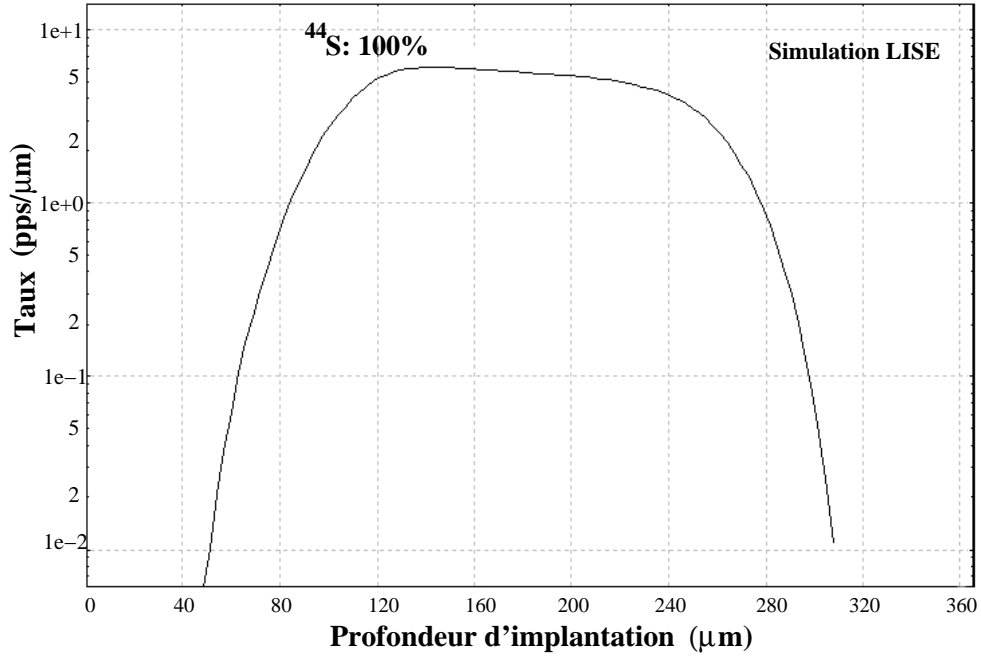


FIG. 2.9 – Distribution des noyaux ^{44}S dans l'épaisseur de la feuille, calculée avec le programme LISE++, pour une épaisseur de matière avant feuille de $1155\ \mu m$ Si et une ouverture des fentes (FH31) situées après le premier dipôle de $\pm 12\ mm$.

2.3.3.2 Procédure expérimentale d'implantation

Lors de l'expérience, les détecteurs Erots ont été initialement positionnés à zéro degrés et inclinés progressivement jusqu'à 30 degrés. Les deux détecteurs Erot1/2 et le détecteur Eveto sont alors utilisés pour contrôler l'implantation des noyaux :

- du spectre $\Delta\text{Erot1}-\Delta\text{Erot2}$, on distingue les noyaux transmis de ceux qui se sont arrêtés dans Erot1 ou Erot2 (cf. chapitre 3)
- du spectre $\Delta\text{Erot2}-\Delta\text{Eveto}$, on distingue ceux qui ont atteint Eveto (i.e ceux qui ne se sont pas implantés) de ceux qui se sont arrêtés avant (dans la feuille ou dans Erot1/2)
- En combinant ces deux informations, on contrôle le pourcentage de noyaux ^{44}S implantés dans la feuille. On cherche alors expérimentalement l'angle d'inclinaison de Erot1/2 pour lequel ce pourcentage est maximum

2.3.4 Dispositif de détection : Si(Li), Clovers

Le dispositif de détection est constitué de 4 détecteurs Si(Li) pour la détection des électrons et de 2 Clovers pour la détection des gammas.

Les détecteurs Si(Li)

Les détecteurs Si(Li) ont été disposés au dessus et en dessous de la feuille d'implantation, dans une chambre mise sous vide comme représentée en figure (2.10). A gauche, apparaît une vue 3D d'une partie du dispositif de détection composé des Si(Li) et de la feuille d'implantation obtenue avec GEANT4 et à droite un schéma représentant les dimensions et distances associées. Les détecteurs Si(Li) ont été placés à une distance de 26 mm du centre de la feuille.

Ils ont une surface active de $(45 * 45) \text{ mm}^2$ et une épaisseur de 4 mm, suffisante pour stopper un électron de 1362.5 keV². Une couche d'or de $0.05 \mu\text{m}$ recouvre la surface de ces derniers. Afin d'améliorer la résolution de détection, ils sont refroidis à -40°C . La figure (2.11) montre une photo de deux des quatre Si(Li), montés dans leur support commun.

Les détecteurs Ge ou Clovers

Les Clovers ont été placés de part et d'autre de la feuille, à l'extérieur de la chambre comme

²L'épaisseur nécessaire pour arrêter un électron de 1362.5 keV dans du Si est de 588.5 mg/cm^2 , soit 2.5 mm sachant que la densité ρ du Si est de 2.32 g/cm^3

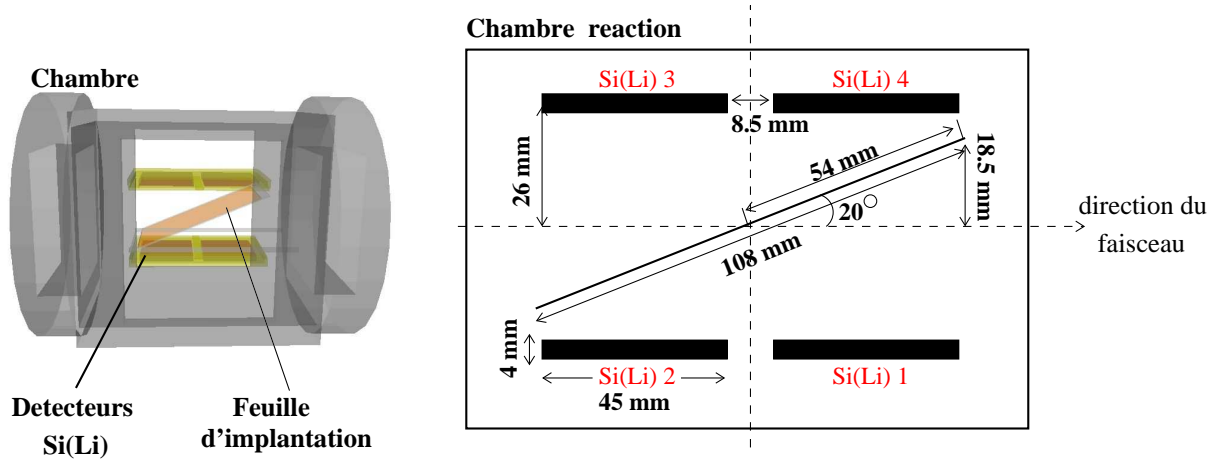


FIG. 2.10 – A gauche, vue 3D d’une partie du dispositif de détection, composée des quatre Si(Li) et de la feuille d’implantation, obtenue avec GEANT4. A droite, schéma représentant les dimensions et distances associées.

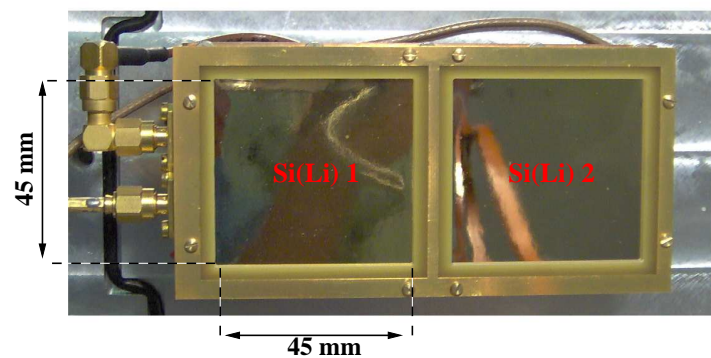


FIG. 2.11 – Photo de deux des quatre Si(Li) disposés sur un support commun.

représenté en figure (2.12). Apparaît à gauche une vue 3D d'une partie du dispositif de détection obtenue avec GEANT4, composée des deux Clovers et de la feuille d'implantation et à droite un schéma représentant les dimensions et les distances associées. Le Clover 1 a été placé à une distance de 90 mm du centre de la feuille et le Clover 2 à 87 mm.

Chaque Clover est constitué de quatre cristaux de germanium Ge, de 50 mm de côté et de

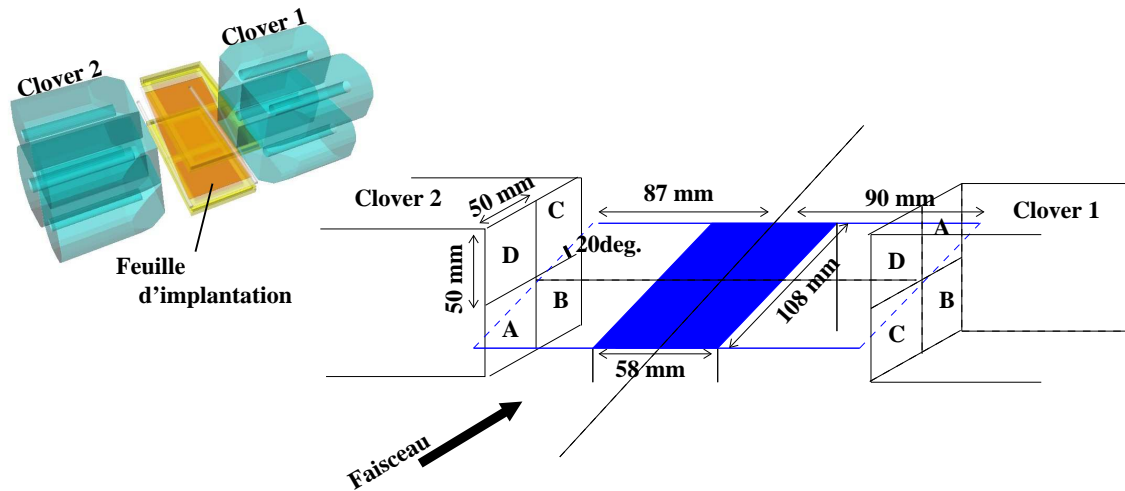


FIG. 2.12 – A gauche, vue 3D d'une partie du dispositif de détection, composée des deux Clovers et de la feuille d'implantation, obtenue avec GEANT4. A droite, schéma représentant les dimensions et distances associées.

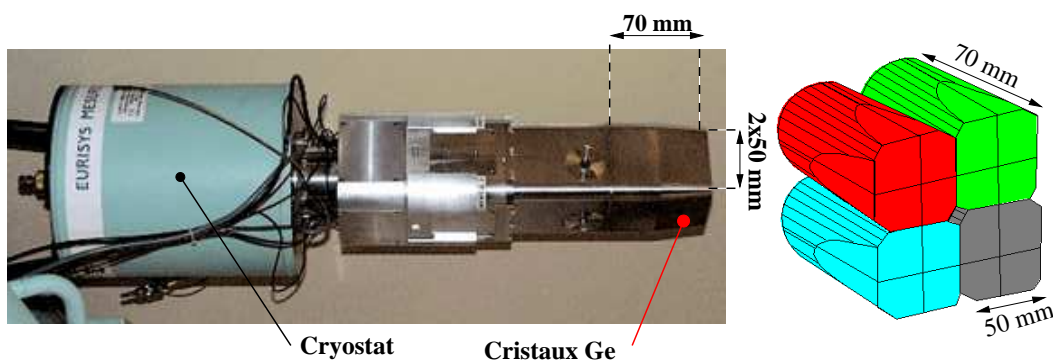


FIG. 2.13 – Sur la gauche, photo d'un des deux Clovers utilisés : on y voit le cryostat servant à refroidir les cristaux. Sur la droite, représentation schématique d'un Clover constitué de quatre cristaux Ge.

70 mm de profondeur (cf. figure (2.13) à droite). Ils sont maintenus à basse température

(77K) au moyen d'un système de refroidissement à l'azote liquide. Une photo d'un Clover est montrée en partie gauche de la figure (2.13).

2.4 Electronique et Acquisition

Les signaux des détecteurs sont traités avec des modules électroniques afin d'extraire les informations suivantes :

- la perte d'énergie des noyaux dans E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto
- l'énergie des électrons et gammas détectés dans les Si(Li) et les Clovers
- le temps de vol des noyaux entre la cible et le détecteur E1D6 qui sera utilisé avec la perte d'énergie E1D6 pour l'identification des noyaux
- le temps entre l'implantation d'un noyau dans la feuille et la détection d'un électron ou d'un gamma pour avoir accès au temps de vie de l'état 0_2^+ du ^{44}S

2.4.1 Electronique associée aux détecteurs E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto

Les signaux sortant des détecteurs E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto sont traités afin d'extraire l'information sur l'énergie laissée par le noyau dans le détecteur. La chaîne de traitement correspondante (voie énergie) est représentée en figure 2.14 et est décrite ci-dessous :

- le signal de faible amplitude est tout d'abord pré-amplifié. Le préamplificateur est placé le plus proche possible du détecteur pour éviter une atténuation du signal et réduire au maximum l'apparition de bruit. Pour les ions lourds qui déposent une quantité d'énergie importante, un gain de 3mV/MeV a été choisi (saturation du préampli à 2V)
- le signal est ensuite envoyé dans un amplificateur afin de lui donner une forme gaussienne dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée
- Enfin, le signal est envoyé dans un ADC (Analog to Digital Converter), module qui convertit l'amplitude du signal analogique en un nombre décimal entier. L'action de codage a lieu lorsque l'ADC en reçoit l'ordre. Cet ordre est donné par le signal temps T_E1D6, qui déclenche le codage de l'ensemble des signaux d'entrée de l'ADC (mode synchrone).

Une deuxième chaîne de traitement appelée "voie temps" est appliquée au signal de sortie du détecteur E1D6 afin d'obtenir le signal temps T_E1D6. La chaîne de traitement est montrée en figure (2.14) et est décrite ci-après :

- le signal est tout d'abord préamplifié puis amplifié dans un amplificateur rapide. Le but ici n'est pas, contrairement au signal énergie, de le mettre en forme en gardant une information sur la charge déposée mais de fournir un signal le plus rapide possible ayant un rapport signal sur bruit maximal. La qualité de ce traitement fixera le seuil de détection possible
- la sortie de l'amplificateur rapide est ensuite envoyée à un discriminateur CFD (Constant Fraction Discriminator) dont le rôle est de sélectionner les signaux correspondant à la physique étudiée (fixation d'un seuil). Le signal de sortie est un signal logique d'amplitude -800 mV (standart NIM)

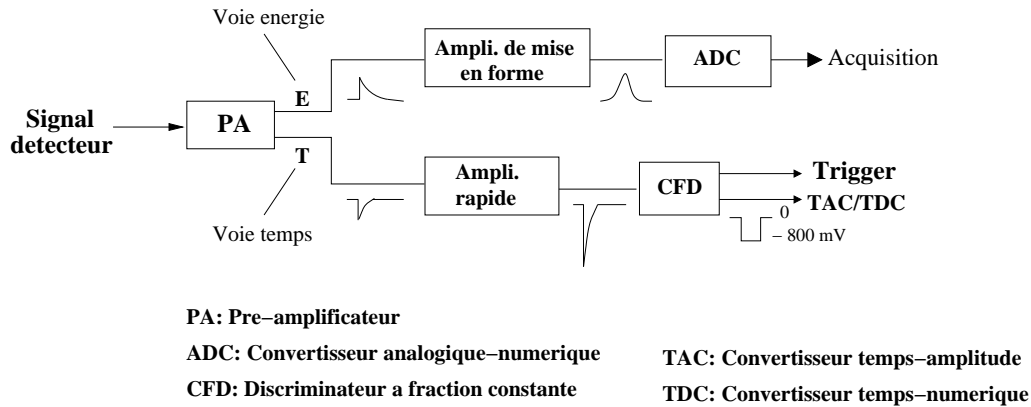


FIG. 2.14 – Traitement du signal de sortie d'un détecteur en une voie Energie et une voie Temps.

En plus de servir de trigger pour l'ADC, le signal temps T_E1D6 est utilisé comme signal "start" en entrée d'un TAC (Time to Amplitude Converter) pour la mesure du temps de vol du noyau entre la cible et E1D6. Le TAC convertit la différence en temps existant entre les deux signaux d'entrée "start" et "stop" en un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à la différence en temps. Comme il n'existe pas de signal associé à la cible de production, le signal "stop" est donné par la radiofréquence du cyclotron CSS2. Le signal de sortie du TAC est ensuite codé dans le même ADC que les signaux énergie. Le schéma électronique est représenté en figure (2.15).

2.4.2 Electronique associée aux détecteurs Si(Li)/Clovers

Comme pour le détecteur E1D6, le signal sortant des Si(Li) ou des Clovers est traité à la fois en énergie et en temps. Le traitement en énergie est identique aux détecteurs E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto. Une préamplification plus importante, de 40 mV/MeV, a été choisie pour les électrons dans les Si(Li) qui ne déposent que des énergies de l'ordre du MeV. Les signaux sont codés dans un deuxième ADC. L'autorisation de codage (fenêtre VAL) est donnée dans un premier temps par le signal temps T_E1D6 : celui-ci indique la présence d'un noyau ^{44}S et déclenche l'ouverture d'une fenêtre en temps de 20 μs pendant laquelle l'ADC accepte des signaux. Cette fenêtre de 20 μs a été choisie de façon à accepter les électrons et gammas retardés émis lors de la décroissance de l'état 0_2^+ du ^{44}S dont la durée de vie a été mesurée à $2.3 \pm 0.1 \mu\text{s}$ [25]. Lorsque cette fenêtre est générée, les signaux temps Si(Li)/Clover viennent valider individuellement les voies énergie correspondantes (mode asynchrone).

Les signaux temps Si(Li)/Clover sont traités de la même façon que le signal temps T_E1D6. Ils sont utilisés comme signal "stop" en entrée d'un TDC (Time to Digital Converter) pour la mesure des temps d'émission électron et gamma. Le signal start est le signal temps T_E1D6. Le TDC convertit et code la différence en temps existant entre les deux signaux d'entrée "start" et "stop" en nombres décimaux. Comme pour le TAC, la correspondance seconde-canal du TDC est déterminée en calibrant le TDC avec un Time Calibrator, module électronique qui permet de générer des signaux "start" et "stop" séparés d'un intervalle de temps défini. Le schéma électronique est représenté en figure (2.16).

La référence [36] donne une description détaillée des modules électroniques présentés ci-avant.

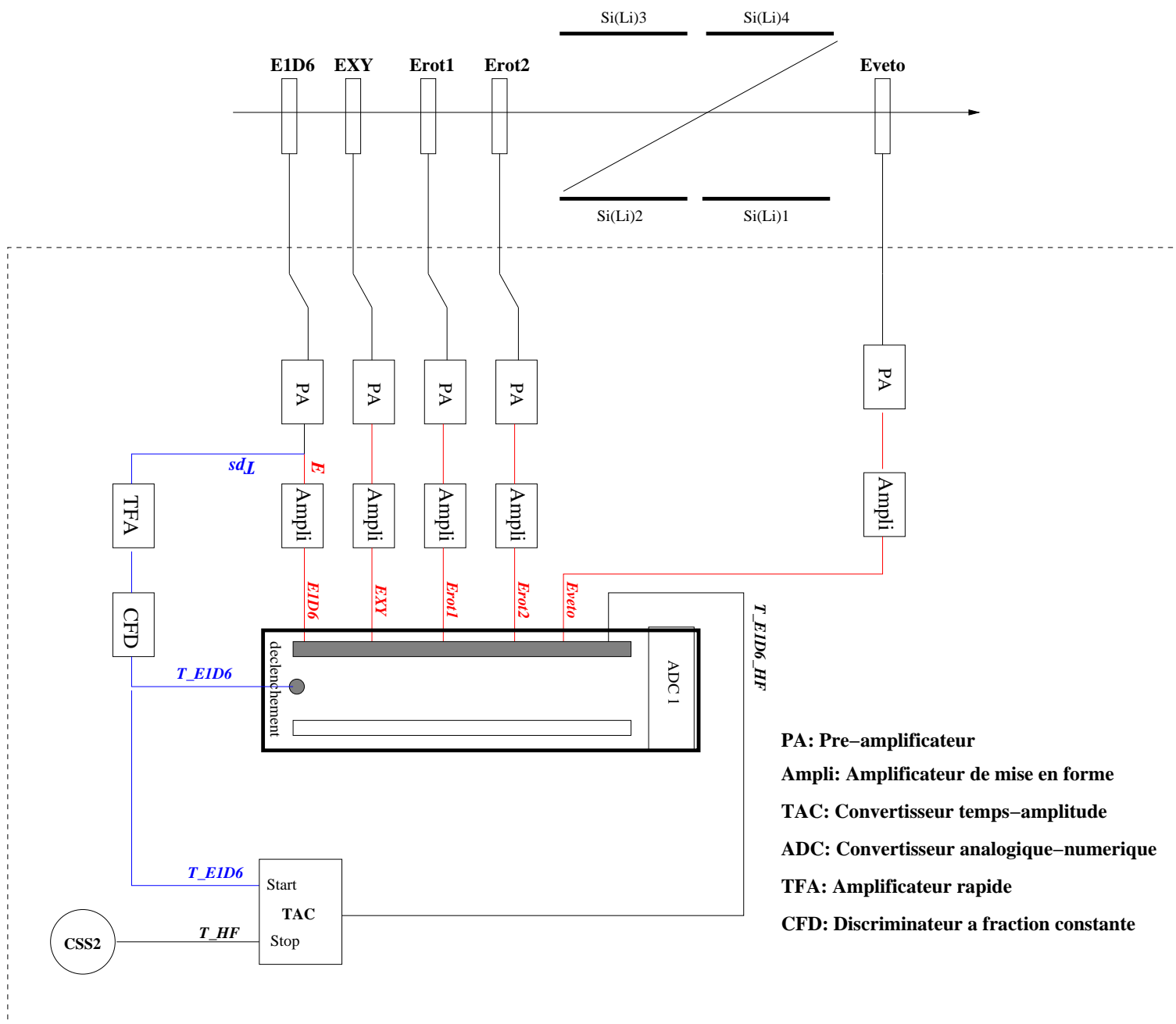


FIG. 2.15 – Schéma électronique des détecteurs E1D6, EXY, Erot1, Erot2 et Eveto.

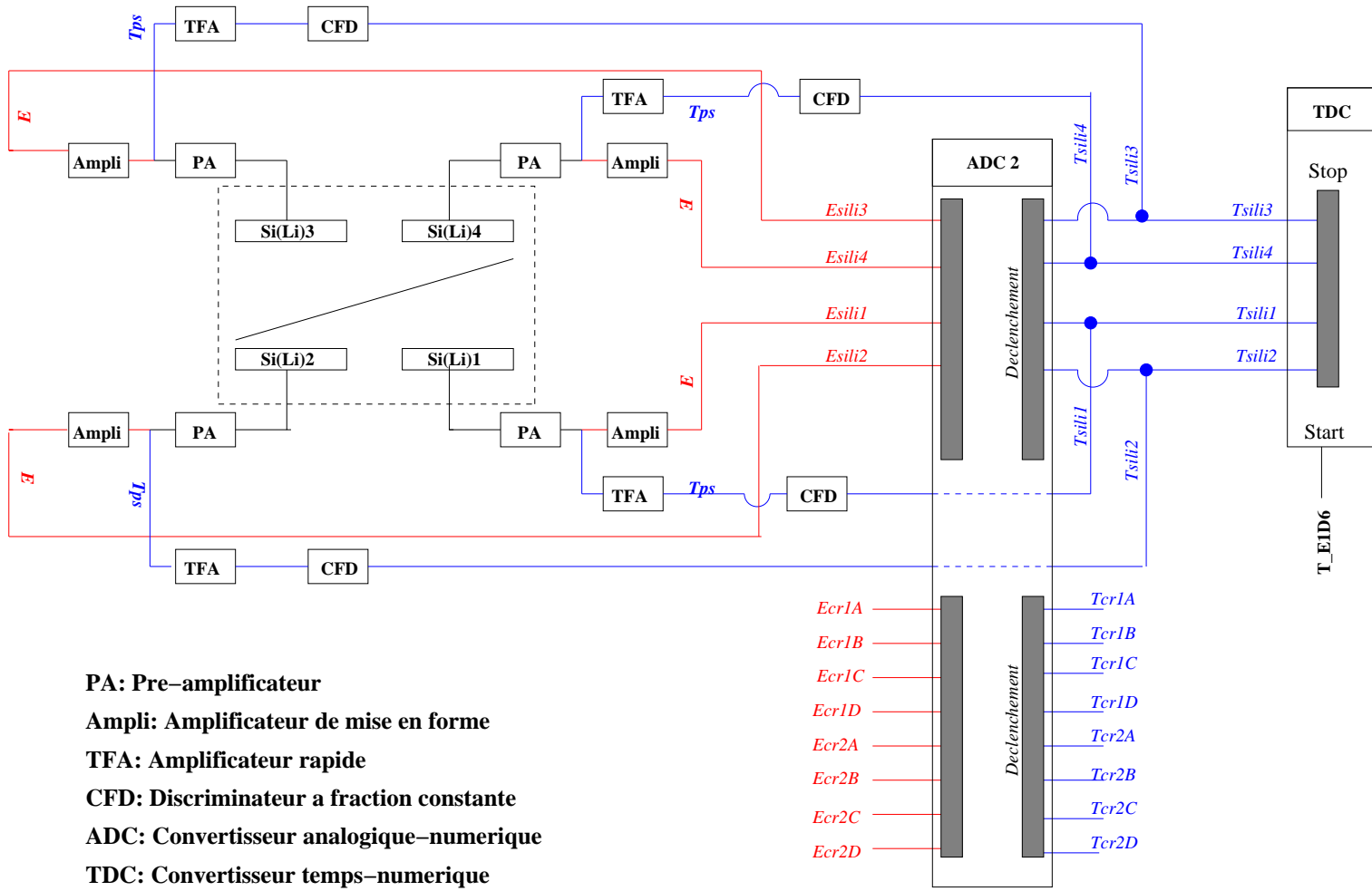


FIG. 2.16 – Schéma électronique des détecteurs Si(Li) et Clovers.

Chapitre 3

Analyse

Ce chapitre est organisé en deux parties. Dans la première partie, je présenterai l'analyse des ions lourds permettant d'identifier et sélectionner les noyaux ^{44}S implantés dans la feuille et qui ont permis de mettre des conditions sur les spectres électrons et gammas obtenus. Cette sélection a été effectuée en trois étapes : identification des noyaux ^{44}S , implantation et sélection en position de ces derniers. Dans la seconde partie, je présenterai l'analyse des produits de décroissance (électrons, gammas) de l'état 0_2^+ du ^{44}S , en commençant par l'analyse des électrons puis celle des gammas. Dans un premier temps, les spectres obtenus correspondant aux noyaux ^{44}S sélectionnés seront présentés. Dans un deuxième temps, la détermination des efficacités Si(Li) et Ge ainsi que celle des nombres d'électrons et gammas issus de la décroissance de l'isomère 0_2^+ seront présentées.

3.1 Analyse des Ions Lourds

L'analyse des ions lourds permet d'identifier et de sélectionner les noyaux ^{44}S implantés sur la feuille. Cette sélection a été effectuée en trois étapes : d'abord identification et sélection des noyaux ^{44}S à l'aide de la matrice d'identification $\Delta E\text{-}A/Q$ présentée au chapitre 2, puis sélection des noyaux ^{44}S implantés dans la feuille à l'aide des matrices $\Delta E_{\text{rot1}}\text{-}\Delta E_{\text{rot2}}$ et $\Delta E_{\text{rot2}}\text{-}\Delta E_{\text{veto}}$, et enfin sélection des noyaux en fonction de leur position sur la feuille.

3.1.1 Identification des noyaux ^{44}S

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, en plus des noyaux ^{44}S , d'autres noyaux sont transmis par le spectromètre LISE. Les noyaux ^{44}S sont identifiés et sélectionnés dans la matrice $\Delta E_{1D6}\text{-}A/Q$ (cf. figure (2.7)). Nous avons obtenu 2.2×10^7 noyaux ^{44}S sur un

total de $3.7 \cdot 10^7$ noyaux, ce qui représente 59% des noyaux transmis.

3.1.2 Sélection des noyaux ^{44}S implantés

La sélection est effectuée à l'aide des matrices $\Delta\text{Erot1}-\Delta\text{Erot2}$ et $\Delta\text{Erot2}-\Delta\text{Eveto}$.

La matrice $\Delta\text{Erot1}-\Delta\text{Erot2}$ (figure de gauche (3.1))

Elle représente la perte d'énergie des noyaux dans Erot1 en fonction de celle dans Erot2. Chaque point correspond à un noyau ^{44}S . Les noyaux de ^{44}S transmis par le spectromètre ayant une certaine dispersion en moment, donc une dispersion en énergie, peuvent traverser les détecteurs Erot1/Erot2 ou y être stoppés.

On distingue deux zones représentées sur la figure en bas à gauche : la partie au dessus des pointillés correspond aux noyaux qui se sont arrêtés dans Erot1 ou Erot2 tandis que la partie inférieure correspond aux noyaux transmis (cf. annexe A pour une explication plus détaillée). La majorité d'entre eux sont transmis et forment une tâche. La queue observée à gauche de la tâche correspond aux noyaux ^{44}S dont la trajectoire dans le détecteur Erot2 coïncidait avec un axe de symétrie du cristal, et ont été guidés ce qui a réduit leur perte d'énergie. Cet effet est appelé "channeling". Les événements sélectionnés correspondent aux événements situés dans le contour 1 de la figure en bas à gauche (3.1).

La matrice $\Delta\text{Erot2}-\Delta\text{Eveto}$ (figure de droite (3.1))

Elle représente la perte d'énergie dans Erot2 en fonction de celle dans Eveto, conditionnée par les événements sélectionnés dans la matrice $\Delta\text{Erot1}-\Delta\text{Erot2}$ (contour 1) : on regarde ceux qui ont laissé une perte d'énergie "nulle" dans Eveto correspondant aux événements recherchés implantés dans la feuille de Kapton. En réalité, ces événements correspondent à une perte d'énergie dans Eveto inférieure ou égale à 2 MeV, correspondant à la valeur du piédestal. Les événements sélectionnés sont représentés dans le contour 2 (cf. figure en bas à droite (3.1)).

Taux d'implantation expérimentaux

Lors de l'expérience, nous avons effectué 3 réglages différents d'implantation des noyaux ^{44}S , les conditions de ces réglages étant récapitulées dans le tableau (3.1). Les fentes 31 et 43 correspondent aux fentes situées après le premier et second dipôle, respectivement. L'optimisation de l'implantation, qui consiste à chercher l'angle d'inclinaison des détecteurs Erot1/2 maximisant le taux d'implantation, n'a été effectuée que pour le réglage 2 et a conduit à incliner les détecteurs Erot1/2 à un angle de 15° . Un taux d'implantation de 95 % a alors été obtenu. Pour les réglages 1 et 3, les détecteurs Erots ont été laissés

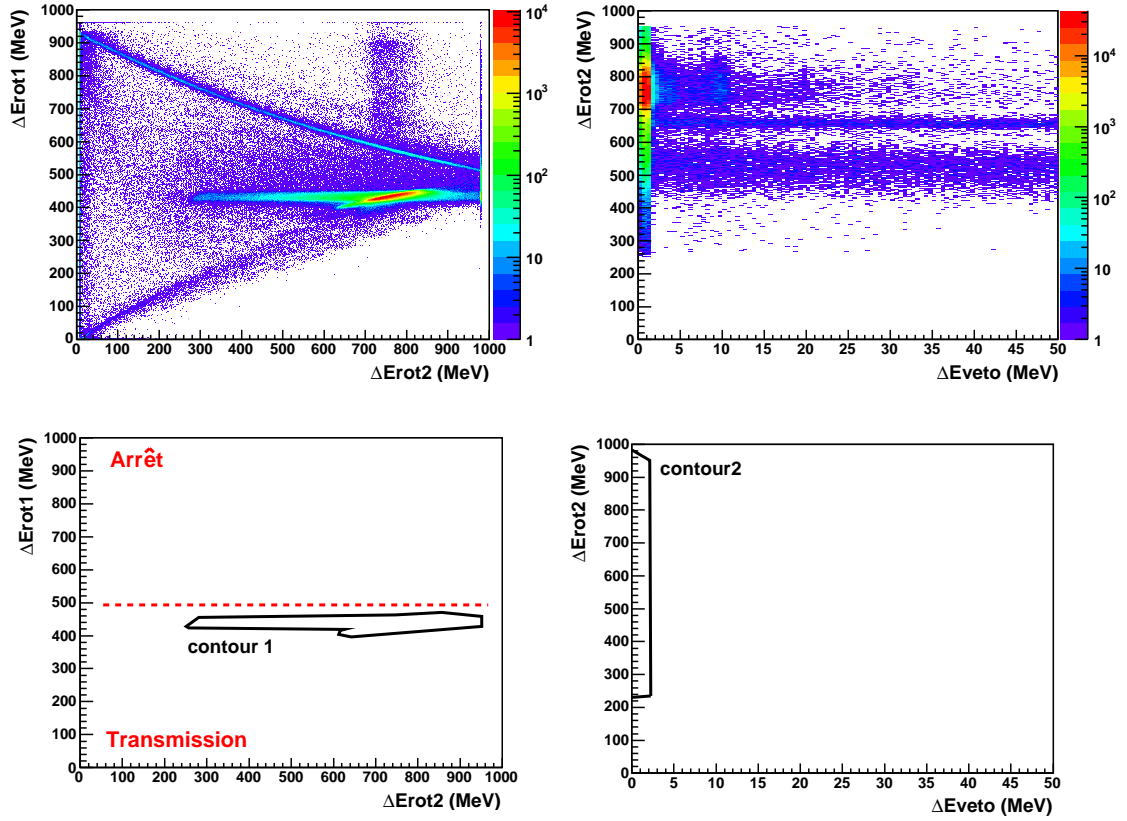


FIG. 3.1 – En haut à gauche, matrice représentant la perte d'énergie des noyaux ^{44}S dans Erot1 en fonction de leur perte d'énergie dans Erot2, on y distingue les noyaux transmis de ceux arrêtés dans Erot1 ou Erot2 en figure du bas à gauche. Les événements sélectionnés sont représentés par le contour 1. En haut à droite, matrice représentant la perte d'énergie des noyaux ^{44}S dans Erot2 en fonction de celle dans Eveto conditionnée par les événements transmis dans Erot1/2 (contour 1) : on identifie les noyaux implantés dans la feuille ($\Delta\text{Eveto} \leq 2$ MeV) de ceux la traversant ($\Delta\text{Eveto} > 2$ MeV).

à 0° . Nous avons obtenu cependant un taux d'implantation de 92 % pour le réglage 1. Un taux d'implantation beaucoup plus faible, 60 %, a été obtenu pour le réglage 3 à cause de l'ouverture asymétrique des fentes 31 qui sélectionne la queue à haute énergie de la distribution ^{44}S . Les fentes ont été ouvertes en asymétrie afin de minimiser la transmission de noyaux autres que le ^{44}S .

	Réglage 1	Réglage 2	Réglage 3
F31 (mm)	± 12	± 20	$[-5; +50]$
F43 (mm)	± 13.5	± 13.5	± 20
Angle(Erot1/2)	0°	15°	0°
Taux d'implantation exp.	92 %	95 %	60 %
Taux d'implantation sim. par LISE++	89 %	95 %	56 %

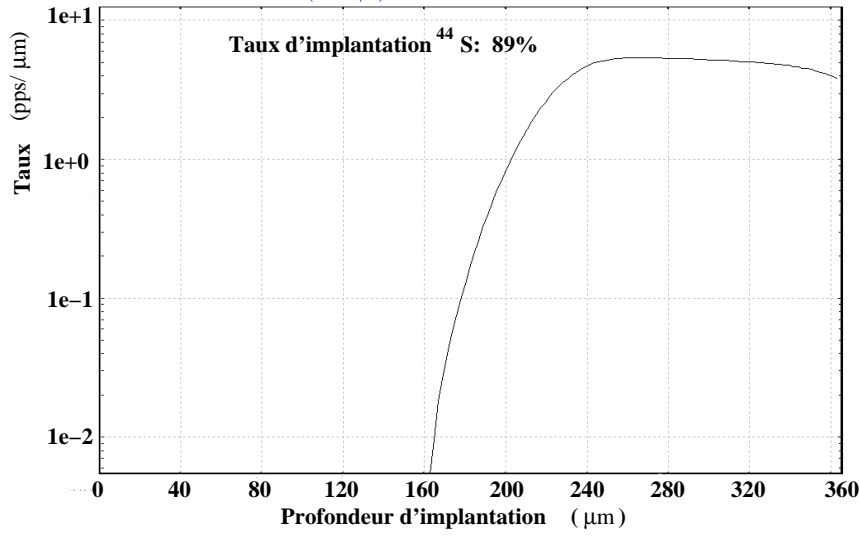
TAB. 3.1 – Conditions expérimentales pour les trois groupes de données obtenues.

L'angle optimal de 15° trouvé expérimentalement pour le réglage 2 diffère de celui prédit par LISE++ dans les mêmes conditions. Cette différence peut venir du fait que les détecteurs Erot1/2 auraient une épaisseur plus grande que celle de $500\text{ }\mu\text{m}$, spécifié dans les caractéristiques du détecteur. En modifiant l'épaisseur des détecteurs Erot1/2 dans la simulation LISE++ à une valeur plus élevée de $540\text{ }\mu\text{m}$, nous avons pu reproduire les taux d'implantation expérimentaux (cf. tableau (3.1)). Les profils d'implantation obtenus avec cette simulation sont montrés en figure (3.2) : une implantation dans la moitié-arrière de la feuille est calculée pour les réglages 1 et 3 ; pour le réglage 2, l'implantation est effectuée dans 80 % de l'épaisseur de la feuille. Dans la suite, les spectres correspondent aux données des trois réglages.

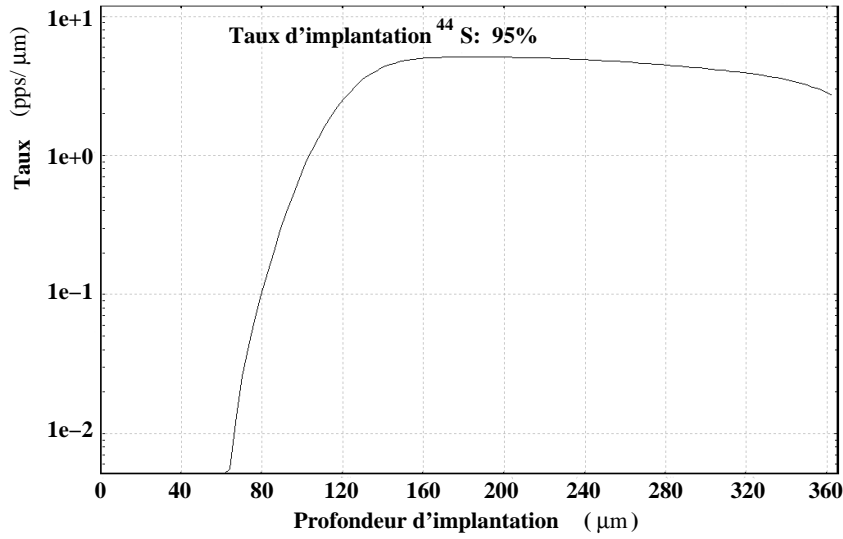
3.1.3 Sélection en position XY

La position d'implantation des noyaux ^{44}S sur la feuille est déterminée à partir de la distribution XY, donnée par le détecteur EXY, des noyaux dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. La méthode de reconstruction de la position a été expliquée au chapitre 2. La distribution XY obtenue pour l'ensemble des noyaux ^{44}S implantés est montrée en figure (3.3). On observe que celle-ci n'est pas centrée sur l'axe optique mais légèrement décalée de quelques millimètres : $(X_c, Y_c) = (-1\text{ mm}; -1.5\text{ mm})$. Les largeurs des distributions en X et en Y sont d'environ 18 mm. L'incertitude sur les positions X et Y est estimée à $\pm 0.5\text{ mm}$ au centre et à $\pm 1\text{ mm}$ sur les bords.

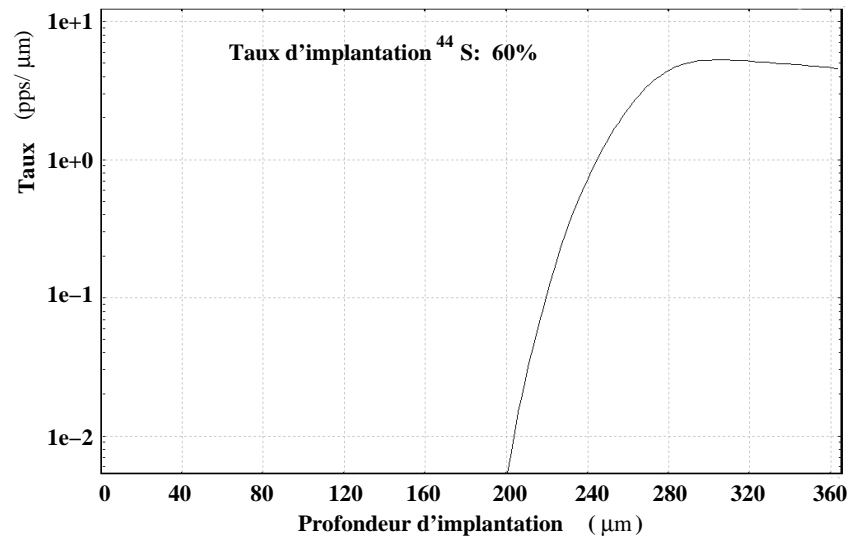
L'incertitude de $\pm 0.5\text{ mm}$ au centre a été évaluée à partir des spectres X et Y reconstruits



Réglage 1
F31 = ± 12 mm
F43 = ± 13.5 mm
Erot1/2 = 0°



Réglage 2
F31 = ± 20 mm
F43 = ± 13.5 mm
Erot1/2 = 15°



Réglage 3
F31 = $[-5 ; +50]$ mm
F43 = ± 20 mm
Erot1/2 = 0°

FIG. 3.2 – De haut en bas, profils d'implantation des noyaux ^{44}S dans la feuille calculés avec le programme LISE++ dans les conditions expérimentales des réglages 1, 2 et 3.

en fermant les fentes 62 situées au bout de la ligne LISE à ± 1 mm. La distance entre les fentes et le détecteur EXY est d'environ 20 cm et la focalisation était réglée sur la feuille de Kapton. La distribution en X obtenue a une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 2.2 mm, par conséquent une erreur de 0.5 mm est raisonnable. La distribution en Y obtenue a une FWHM étrangement faible de 1.2 mm. Cette valeur étant difficilement compatible avec une fermeture des fentes en Y à ± 1 mm, nous avons émis l'hypothèse que les fentes en Y étaient en réalité fermées à ± 0.5 mm et qu'ainsi une erreur de 0.5 mm était aussi raisonnable pour la distribution en Y.

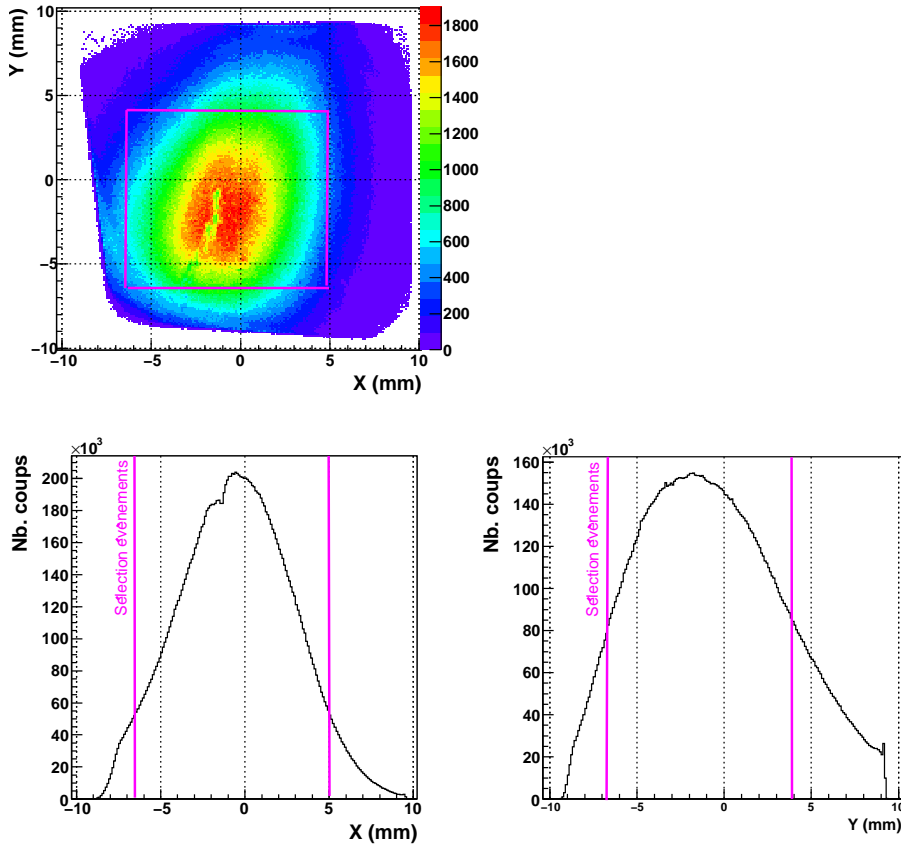


FIG. 3.3 – Distribution XY des noyaux ^{44}S implantés, obtenue avec le détecteur EXY.

L'incertitude de ± 1 mm sur les bords a été évaluée à partir de la pente des bords gauche et bas reconstruits où l'on observe une distorsion de l'image. Afin de réduire l'erreur sur la détermination de l'efficacité Si(Li), seuls les noyaux situés au centre dans la matrice XY seront sélectionnés.

En faisant l'hypothèse d'un faisceau parallèle, on utilise ensuite cette image XY en la

projetant sur la feuille pour reconstruire la position des noyaux sur celle-ci. Une telle reconstruction est représentée en figure (3.4) où l'on observe la large extension des noyaux sur celle-ci : 55 mm sur la feuille de longueur 108 mm. La sélection effectuée réduit l'extension sur la feuille à 31 mm.

L'analyse des produits de décroissance (électrons/gammas) du ^{44}S présentée dans la partie suivante est effectuée avec les trois sélections décrites précédemment.

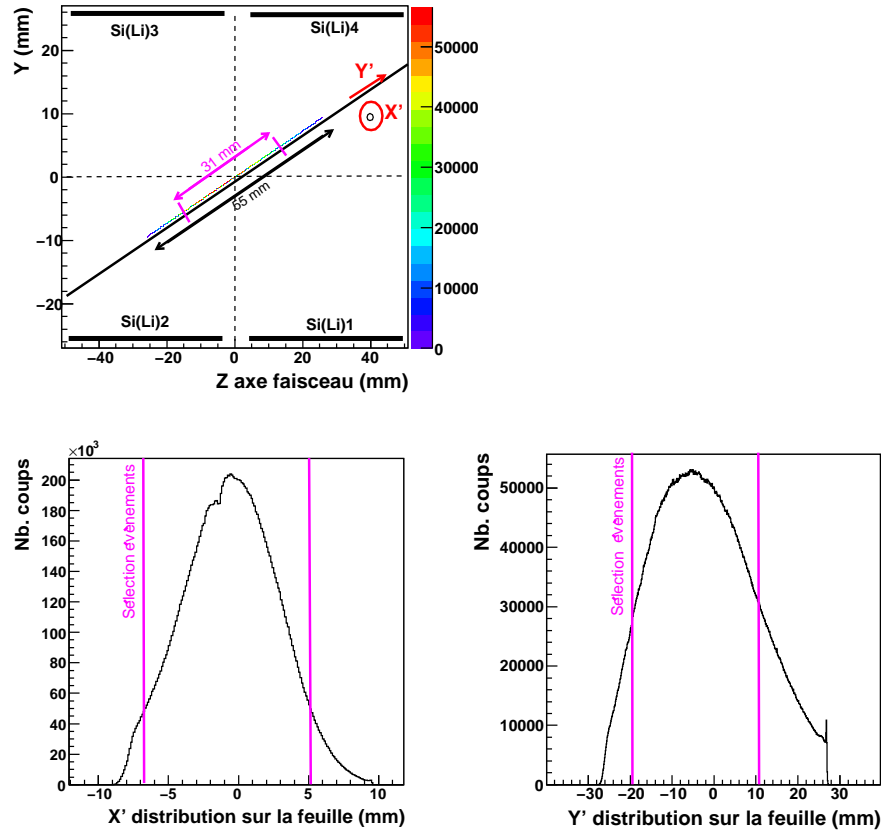


FIG. 3.4 – Distribution X/Y' sur la feuille de Kapton des noyaux ^{44}S implantés.

3.2 Analyse des produits de décroissance de l'état isomère 0_2^+ du ^{44}S : les électrons

Le ^{44}S dans l'état 0_2^+ décroît vers le fondamental en émettant un électron de conversion interne d'énergie (1362.5 ± 1) keV ou en émettant une paire électron-positron (cf. figure (3.5)). Dans cette expérience nous avons détecté l'électron de conversion interne et l'électron de la paire (e^+e^-). Nous avons extrait le nombre d'électrons de conversion interne émis afin d'en déduire le rapport d'embranchement $\lambda(E2)/\lambda(E0)$ de l'état 0_2^+ .

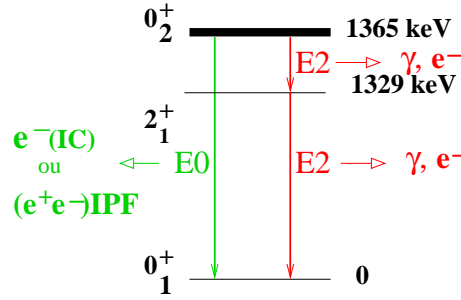


FIG. 3.5 – Désexcitation de l'état isomérique 0_2^+ du ^{44}S par transition E0 ou transition E2.

Nous présenterons d'abord les spectres énergie/temps électron obtenus après sélection des noyaux ^{44}S (sélections présentées précédemment). Puis nous présenterons les efficacités $\text{Si}(\text{Li})$ déterminées à l'aide d'une simulation Monte-Carlo dans laquelle l'émission d'électrons a été simulée à partir de la distribution des noyaux ^{44}S sur la feuille. Enfin nous présenterons l'analyse effectuée pour extraire le nombre d'électrons de conversion interne détectés et déterminer le nombre d'électrons de conversion interne émis.

3.2.1 Spectres obtenus

Spectre énergie-temps électron

La figure (3.6) montre le spectre énergie-temps électron obtenu pour l'un des quatre détecteurs $\text{Si}(\text{Li})$. On observe l'émission retardée de l'électron de conversion interne (ligne horizontale à ~ 1365 keV). On observe aussi à basse énergie l'émission retardée de l'électron provenant de la création de paire (e^+e^-) (rectangle en pointillés). L'électron de la paire (e^+e^-) est émis dans un spectre continu en énergie, entre 0 keV et 343 keV, énergie cinétique maximum que peut emporter l'électron (elle correspond à la différence entre l'énergie de la transition (1365 keV) et l'énergie nécessaire 2×511 keV pour créer une paire (e^+e^-)). Les autres électrons détectés représentent le bruit de fond et proviennent de la

décroissance β^- des noyaux ^{44}S et d'autres noyaux arrivés jusqu'au dispositif expérimental.

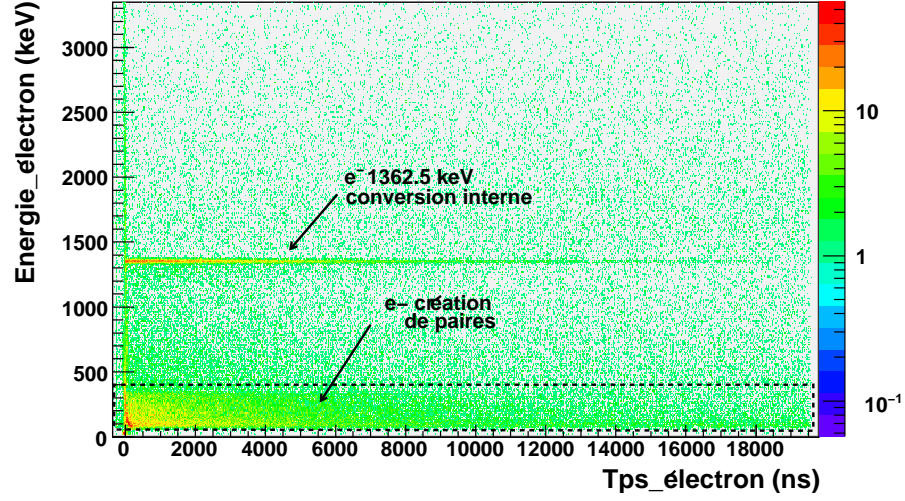


FIG. 3.6 – Spectre énergie-temps des électrons détectés dans Si(Li)1 à partir des événements ^{44}S implantés.

Dans cette expérience, nous avons remesuré le temps de vie de l'état 0_2^+ à partir du spectre en temps de l'électron de conversion interne. Ce spectre est obtenu en sélectionnant les évènements contenus dans la fenêtre en énergie [1300-1400] keV autour du pic de l'électron de conversion interne. Le bruit de fond est ensuite soustrait au spectre afin d'effectuer le fit. La forme du bruit de fond a été évaluée en sélectionnant les évènements situés au dessus du pic dans une fenêtre en énergie de même largeur, [1400-1500] keV. Le spectre temps obtenu après retrait du bruit de fond est alors fitté avec une fonction exponentielle dont la pente est proportionnelle au temps de vie de l'état 0_2^+ . La figure (3.7) montre un tel spectre, il correspond à la somme des spectres temps après retrait du bruit de fond obtenus à partir de Si(Li)1, 2 et 3. Le détecteur Si(Li)4 n'a pas fonctionné correctement durant l'expérience, c'est pourquoi, durant l'analyse, nous n'avons pas utilisé ses données.

Un temps de vie de $2.619 \pm 0.026 \mu\text{s}$ a été mesuré.

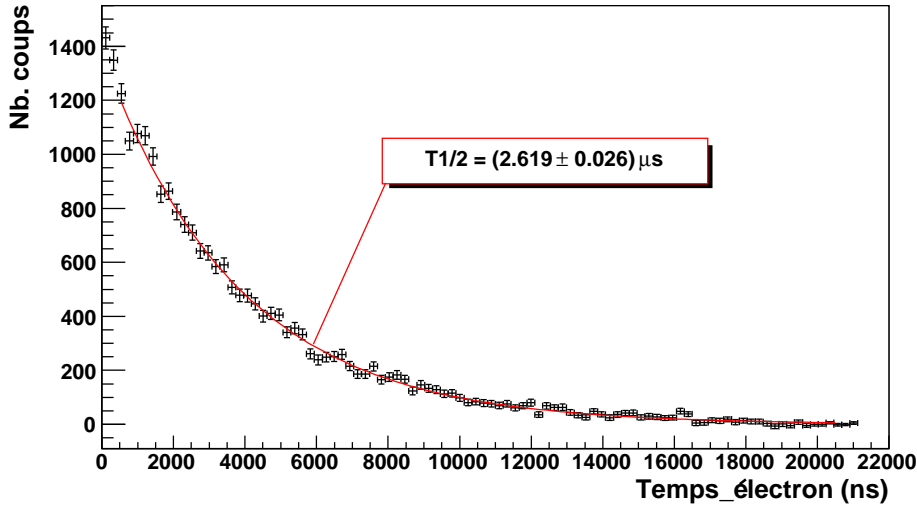


FIG. 3.7 – Spectre somme des spectres temps (bruit de fond retiré) obtenus dans Si(Li)1, 2 et 3 à partir des évènements ^{44}S implantés.

Spectre en énergie électron

La figure (3.8) représente le spectre en énergie électron obtenu. On observe à gauche le spectre continu correspondant à la détection d'un électron émis lors de la création de paires d'énergie comprise entre le seuil de détection du Si(Li) i.e 20 keV et 343 keV. Le pic correspond aux électrons de conversion interne qui ont déposé toute leur énergie dans le détecteur. Cependant parmi les électrons de conversion interne détectés, certains déposent

une partie de leur énergie seulement, ils correspondent dans le spectre aux événements situés en amont du pic. Les processus intervenants dans cette perte d'énergie partielle

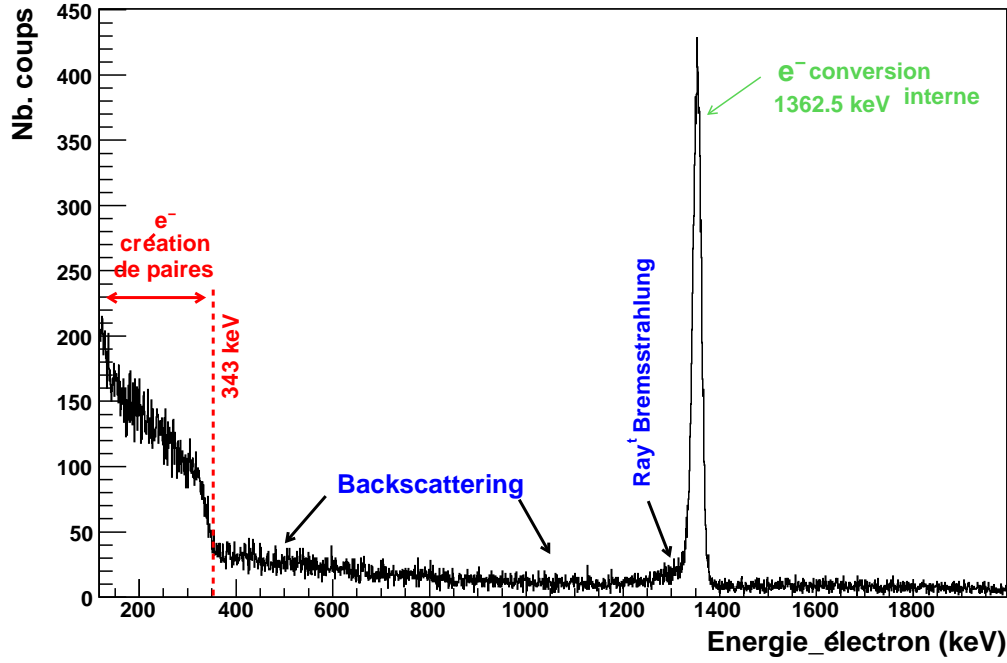


FIG. 3.8 – Spectre énergie des électrons détectés dans Si(Li)1 à partir des événements ^{44}S implantés.

sont la rétrodiffusion et le rayonnement Bremsstrahlung :

- La rétrodiffusion correspond à la diffusion à des grands angles de l'électron incident et conduisant à sa sortie du détecteur. Le nombre d'électrons rétrodiffusés dépend de l'angle d'incidence de l'électron : les électrons entrant à des angles obliques par rapport à la surface ont une probabilité plus grande d'être diffusés vers la sortie du détecteur que ceux arrivant perpendiculairement. Ces événements sont situés avant le pic.
- Le processus Bremsstrahlung correspond au ralentissement de l'électron incident par le champ électrique du noyau. La décélération de l'électron provoque l'émission d'un rayon X d'énergie égale à la perte d'énergie de l'électron. La probabilité de ce processus dépend du paramètre d'impact et de l'énergie de l'électron. Pour des électrons d'énergie 1362.5 keV, elle est négligeable par rapport à la probabilité d'interagir par ionisation. Le spectre en énergie électron obtenu est décroissant avec l'énergie du rayon X émis. Ainsi, la traîne décroissante à gauche du pic dans le

spectre correspond aux électrons de conversion interne qui ont perdu de l'énergie par Bremsstrahlung.

Résolutions intrinsèques Si(Li)

La résolution intrinsèque en énergie des détecteurs Si(Li) a été déterminée avec une source radioactive de ^{207}Bi positionnée au centre du système de détection sur une plaque en Aluminium percée en son centre et remplaçant la feuille d'implantation. Nous avons mesuré, pour un pic d'énergie de 975 keV, une largeur à mi-hauteur de 14 keV, 16 keV et 14 keV pour Si(Li)1, 2 et 3 respectivement (cf. tableau (3.2)). On s'attendrait à mesurer pour les pics électron à 1362.5 keV correspondant à l'énergie de l'électron de conversion interne émis par le ^{44}S des largeurs de cet ordre mais il faut prendre en compte l'épaisseur de feuille traversée qui élargit le pic. La largeur du pic électron 1362.5 keV obtenu dans Si(Li)1, 2 et 3 respectivement est de 21, 28 et 27 keV.

Résolution intrinsèque à 975 keV (Source ^{207}Bi)			Résolution pic e^- ^{44}S 1362.5 keV	
Si(Li)	ΔE_{FWHM} (keV)	$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E}$ (%)	ΔE_{FWHM} (keV)	$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E}$ (%)
1	14	1.4	21	1.5
2	16	1.6	28	2.1
3	14	1.4	27	2.0

TAB. 3.2 – Résolution intrinsèque des détecteurs Si(Li) 1, 2 et 3 à 975 keV et résolution obtenue pour le pic électron 1362.5 keV du ^{44}S . La largeur du pic électron ^{44}S est le résultat de la convolution de la résolution intrinsèque des détecteurs Si(Li) avec l'épaisseur de la feuille traversée.

Energie de l'électron de conversion interne

L'énergie du pic électron obtenu dans Si(Li)1, 2 et 3 est de 1353, 1353 et 1345 keV respectivement. Ces valeurs sont différentes de l'énergie incidente 1362.5 keV de l'électron. Cette différence s'explique par le fait qu'avant d'être détecté, l'électron traverse une certaine épaisseur de kapton dans laquelle il perd de l'énergie et l'épaisseur traversée dépend du Si(Li) touché. La perte d'énergie par μm de kapton traversé est de 0.21 pour un électron de 1362.5 keV : ainsi une épaisseur faible de 50 μm fait déjà perdre 10 keV à l'électron.

3.2.2 Détermination des efficacités Si(Li)

A cause de l'extrême compacité du système de détection, les efficacités géométriques sont très sensibles à la position d'implantation. Les noyaux ^{44}S ne sont pas localisés en un point sur la feuille mais ont une extension spatiale (cf. figure (3.4)) de l'ordre de 30% de la longueur de la feuille. Dès lors mesurer l'efficacité des détecteurs Si(Li) avec une source positionnée en un point sur la feuille n'est pas représentative de l'efficacité expérimentale. C'est pourquoi nous avons eu recours à une simulation Monte-Carlo dans laquelle nous avons simulé l'émission d'électrons pour des noyaux ^{44}S distribués sur la feuille de façon identique à l'expérience.

Le programme de simulation a d'abord été testé avec une source radioactive dont l'émission d'électrons a été simulée à différentes positions sur une plaque en aluminium remplaçant la feuille d'implantation. Les efficacités simulées extraites ont été comparées aux efficacités expérimentales obtenues dans les mêmes conditions. La simulation a ensuite été utilisée pour déterminer le décalage vertical de la chambre et enfin pour extraire les efficacités Si(Li) correspondants à la distribution expérimentale des ^{44}S implantés sur la feuille. Ce programme de simulation a été écrit par F. Rotaru³, du laboratoire NIPNE de Bucarest (Roumanie), programme que nous avons ensuite utilisé.

3.2.2.1 Test de la simulation avec la source radioactive de ^{207}Bi

La source de ^{207}Bi utilisée d'activité $A=37000 \pm 1850$ Bcq au 15/03/2000 émet des électrons dans la gamme d'énergie [400-1100] keV. Ces électrons proviennent de la conversion interne des transitions gamma dans le ^{207}Pb , noyau fils de la désintégration par capture électronique du ^{207}Bi (cf. figure (B.1) en Annexe B pour le schéma de décroissance de la source radioactive de ^{207}Bi). Les énergies et intensités des électrons les plus intenses sont regroupés dans le tableau (3.3).

$E_\gamma = 569.7$ keV			$E_\gamma = 1063.7$ keV		
	E(keV)	Intensité (%)		E(keV)	Intensité (%)
$e^- K$	481.7	1.515	$e^- K$	975.7	7.03
$e^- L$	553.8	0.438	$e^- L$	1047.8	1.84
$e^- M$	565.9	0.147	$e^- M$	1059.8	0.54

TAB. 3.3 – Energie et intensité des électrons les plus intenses émis par la source de ^{207}Bi .

³adresse email : frotaru@tandem.nipne.ro

Détermination des efficacités expérimentales

Cette source a été positionnée en six points différents sur une plaque en aluminium, remplaçant la feuille d'implantation (cf. figure (3.9)). Le spectre en énergie des électrons détectés est montré en figure (3.10). On observe les électrons K, L et M et les fronts compton des deux transitions gamma converties. La résolution n'est pas suffisante pour séparer les composantes L et M.

Le nombre d'électrons détectés pour chaque énergie est extrait en "fittant" le pic avec

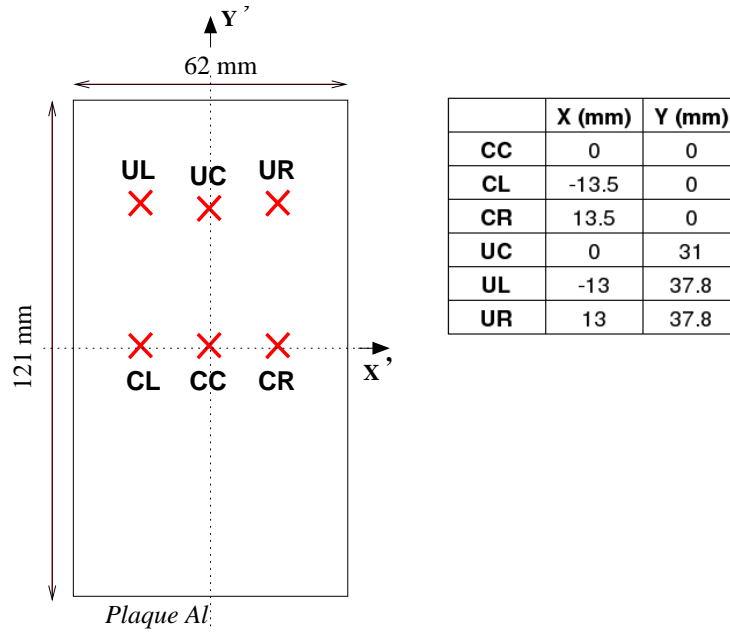


FIG. 3.9 – Positions de la source radioactive ^{207}Bi sur la plaque Al utilisées pour tester la simulation GEANT4.

une fonction gaussienne plus un bruit de fond linéaire. Le double pic correspondant aux électrons L et M est, quant à lui, fitté avec une double gaussienne plus un bruit de fond linéaire. L'intervalle d'intégration est pris étroit autour du pic, la queue de rétrodiffusion est peu pris en compte. L'erreur sur le nombre d'électrons extraits est donnée par le fit et inclut l'erreur statistique.

Le nombre d'électrons émis est déterminé à partir de l'activité de la source selon la relation suivante :

$$N_{e^-}^{\text{émis}} = A * (T - TM) * I \quad (3.1)$$

où A représente l'activité de la source en (sec^{-1}), T le temps d'exposition en (sec), TM le temps mort de l'acquisition en (sec), temps durant lequel l'acquisition ne peut enregistrer un évènement car étant déjà occupée et I l'intensité absolue de l'électron émis.

L'efficacité est déterminée en faisant le rapport entre le nombre d'électrons détectés

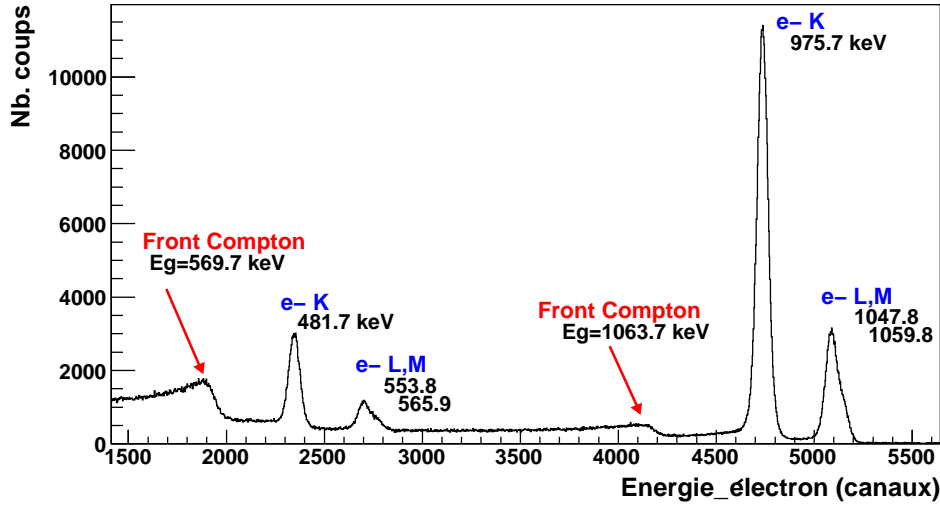


FIG. 3.10 – Spectre en énergie des électrons émis par la source radioactive ^{207}Bi détectés dans Si(Li)1.

et le nombre d'électrons émis, elle a été calculée pour chacune des six positions de la source et chaque Si(Li).

L'efficacité obtenue aux six énergies électron pour le détecteur Si(Li)1 lorsque la source a été placée au centre de la plaque est montrée en figure (3.11). Les valeurs sont regroupées dans le tableau (3.4) (colonne 2) ainsi que les erreurs associées (colonnes 3 et 4). L'erreur sur l'efficacité résulte de l'incertitude sur l'activité A de la source et de l'incertitude sur le nombre d'électrons extraits. On voit que l'erreur de 5% dûe à l'incertitude sur l'activité

E(keV)	ϵ_{exp} (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\partial \epsilon})_{ncps}$ (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\partial \epsilon})_{Act}$ (%)	ϵ_{sim} (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\partial \epsilon})_{ncps}$ (%)
481.7	5.333	0.6	5	5.741	1
553.8	5.578	1.9	5	5.866	4
565.9	6.307	3.7	5	7.638	7.3
975.7	5.200	0.2	5	5.624	0.4
1047.8	5.129	0.7	5	5.473	1.5
1059.8	6.046	1.7	5	7.222	3.4

TAB. 3.4 – Valeur des efficacités Si(Li)1 expérimentale et simulée aux six énergies électron de la source radioactive ^{207}Bi positionnée au centre de la plaque.

domine. Les erreurs représentées en figure (3.11) correspondent seulement à l'incertitude

sur le nombre d'électrons extraits. L'erreur due à l'activité étant la même pour les six points correspond alors à un déplacement global de la courbe c'est pourquoi elle n'a pas été représentée.

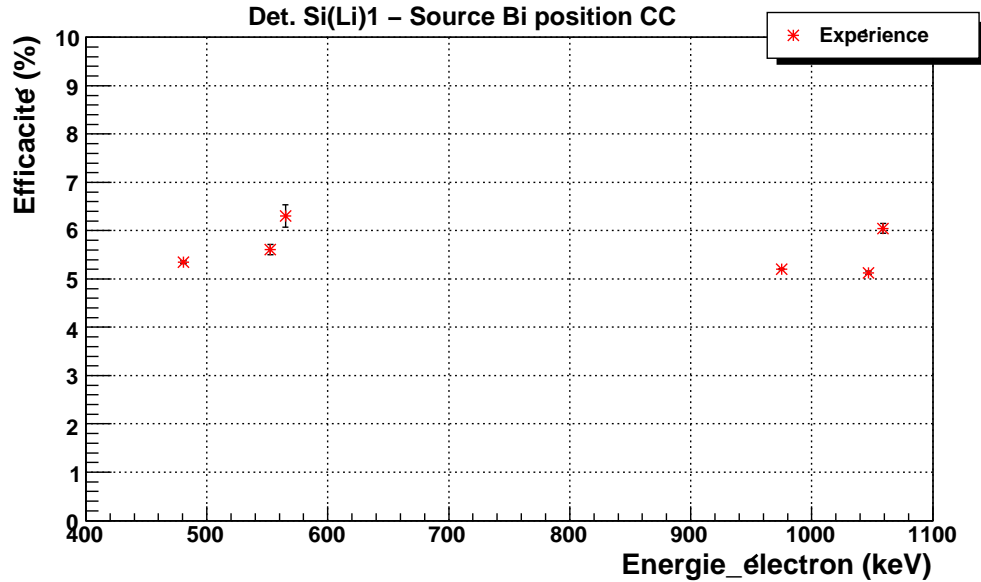


FIG. 3.11 – Efficacités Si(Li)1 expérimentales pour une source radioactive de ^{207}Bi placée à la position CC de la feuille.

Dans cette gamme d'énergie, l'efficacité doit être constante et on observe que c'est le cas excepté aux énergies des électrons de couche M où l'efficacité obtenue augmente. L'augmentation de l'efficacité à l'énergie des e_M^- s'explique en considérant la présence de rayons X. En effet, lorsqu'un électron de conversion interne de couche i est éjecté du cortège électronique, un électron des couches supérieures vient combler ce trou et un rayon X est émis à l'énergie correspondant à la transition électronique.

L'énergie et l'intensité absolue des rayons X émis lors de l'éjection d'un électron K ou L sont indiqués dans le tableau (3.5). Ainsi la détection d'un électron K en même temps qu'un rayon X d'énergie 84.5 keV, 84.9 keV ou 87.3 keV créera un événement dans le pic de l'électron M. De même avec la détection simultanée d'un électron L avec le rayon X d'énergie 10.6 keV. Ainsi l'efficacité déterminée à l'énergie de l'électron M est surestimée, de même l'efficacité à l'énergie de l'électron K est sous-estimée.

Pour contourner ces effets, nous avons déterminé l'efficacité à l'énergie moyenne des trois pics K, L et M : nous avons sommé le nombre d'électrons obtenus dans chaque pic, puis

nous avons divisé le nombre obtenu par le nombre d'électrons émis correspondant à la même expression que précédemment mais où I correspond à la somme des intensités absolues K, L et M. Les efficacités obtenues pour le détecteur Si(Li)1 et pour la source placée

	E (keV)	I (%)
e_K^-	72.8	21.40
	75.0	35.70
	84.5	4.31
	84.9	8.27
	87.3	3.02
e_L^-	10.6	33.2

TAB. 3.5 – Energie et intensité absolue des rayons X émis lors de l'éjection d'un électron K ou L.

au centre de la feuille sont regroupées dans le tableau (3.6) (colonne 2) avec les erreurs associées (colonnes 3 et 4). On observe une légère dépendance en énergie.

E(keV)	ϵ_{exp} (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\epsilon})^{ncps}$ (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\epsilon})^{Act}$ (%)	ϵ_{sim} (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\epsilon})^{ncps}$ (%)
503	5.45	0.4	5	5.9	0.6
995	5.24	0.2	5	5.69	0.3

TAB. 3.6 – Efficacités Si(Li)1 expérimentale et simulée aux énergies moyennes K, L, M et pour une source radioactive ^{207}Bi positionnée au centre de la plaque.

Détermination des efficacités simulées

Pour simuler les électrons émis par la source de ^{207}Bi , nous avons inclus dans le programme de simulation Monte-Carlo la géométrie de la source. Celle-ci est décrite ci-après, accom-

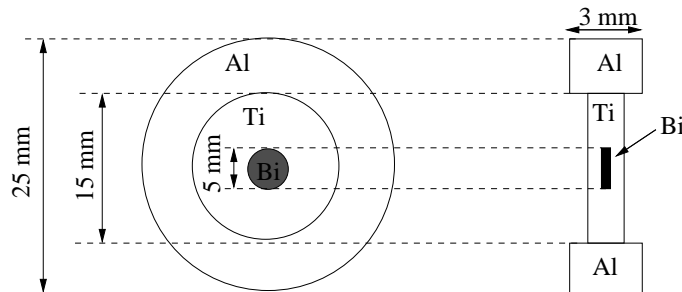


FIG. 3.12 – Constitution de la source radioactive de ^{207}Bi .

pagnée d'un schéma en figure (3.12) : les noyaux de Bi sont déposés sur un disque de 5

mm de diamètre pris en sandwich entre deux feuilles de titane d'épaisseur 2.4 mg/cm^2 chacune (la densité du Ti est de 4.506 g/cm^3). L'ensemble est maintenu par un anneau en aluminium de 3 mm d'épaisseur. Les électrons sont émis à partir du dépôt de Bi et en suivant le processus de désexcitation des états du ^{207}Pb . L'émission simultanée d'un électron de conversion interne avec un rayon X est inclus.

La source a été positionnée aux mêmes points que dans l'expérience et l'efficacité est déterminée en faisant le rapport du nombre d'électrons détectés (nombre de coups dans un pic) avec le nombre d'électrons émis :

$$\epsilon(E) = \frac{N_{e^-}^{det.}}{N_{e^-}^{émis}} \quad (3.2)$$

Le nombre d'électrons dans chaque pic est extrait de la même manière que pour les pics expérimentaux en prenant le même intervalle d'intégration. L'erreur associée est donnée par le fit et inclut l'erreur statistique. L'erreur sur l'efficacité est simplement due à l'erreur sur le nombre d'électrons détectés extraits.

Comparaison

En figure (3.13), le spectre en énergie électron simulé est comparé au spectre expérimental. On peut voir que la simulation reproduit avec satisfaction la forme globale du spectre, i.e les intensités des pics électrons ainsi que les fronts compton. Cependant les traînes

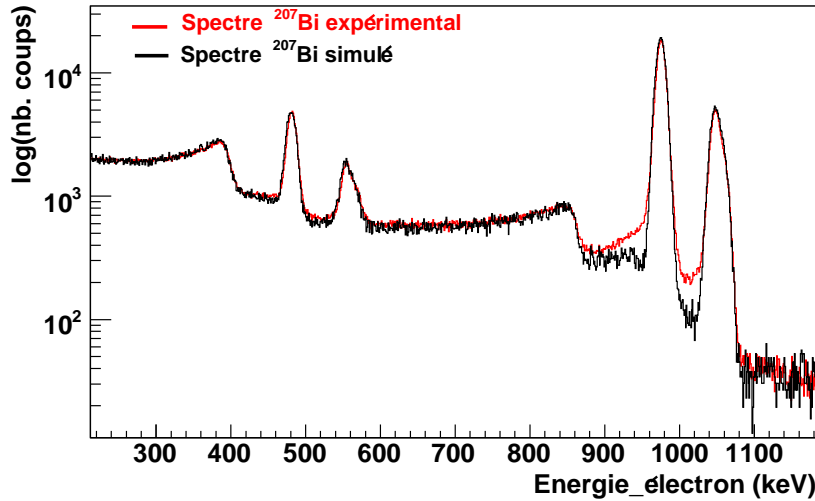


FIG. 3.13 – Comparaison entre les spectres en énergie des électrons de la source de ^{207}Bi obtenue par la simulation et par l'expérience.

à gauche des pics, correspondant aux électrons rétrodiffusés dans le détecteur, sont mal reproduites, nous n'avons pas trouvé d'explication satisfaisante à cette différence.

La comparaison des efficacités expérimentale et simulée pour le détecteur Si(Li)1 est effectuée en figure (3.14). Elles correspondent à une position de la source au centre de la plaque. Les valeurs sont regroupées dans le tableau (3.4), les colonnes 5 et 6 correspondent aux efficacités simulées avec les erreurs associées.

Quelque soit la position de la source et le détecteur Si(Li) regardé, on observe que la

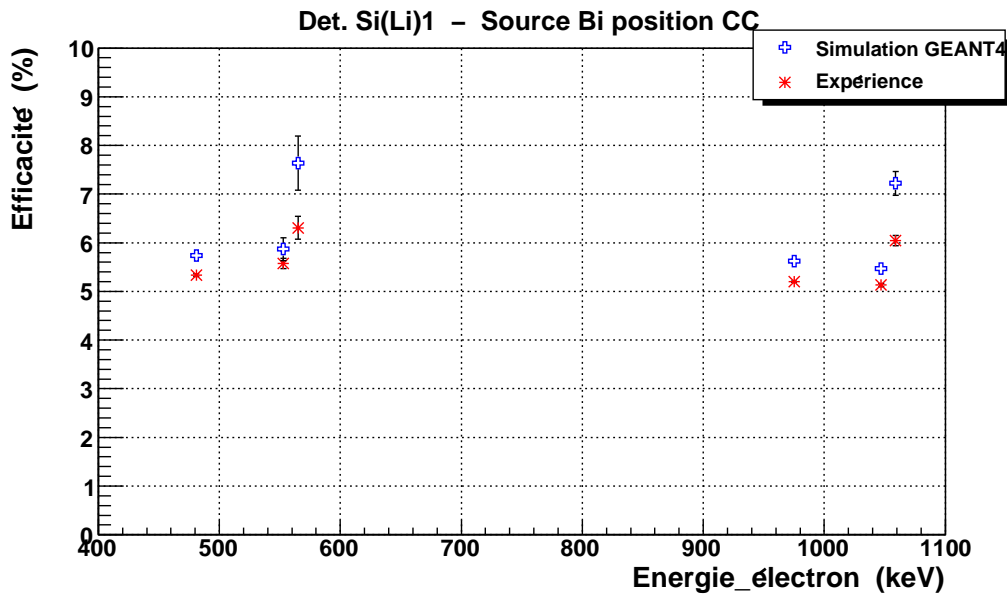


FIG. 3.14 – Efficacités Si(Li)1 expérimentale et simulée aux six énergies électron pour une source radioactive de ^{207}Bi placée à la position CC de la feuille.

simulation reproduit les variations en énergie de l'efficacité, notamment l'augmentation de l'efficacité aux énergies des électrons M. Lorsqu'on ne prend pas en compte l'émission des rayons X, ces variations ne sont pas reproduites par la simulation. De plus, on remarque que la simulation surestime l'efficacité expérimentale, probablement la raison est la différence d'efficacité intrinsèque entre la simulation et l'expérience.

Comme pour l'expérience, nous avons choisi de déterminer l'efficacité aux énergies moyennes des électrons K, L, M en sommant le nombre d'électrons obtenus dans les trois pics K, L et M. Les valeurs sont regroupées dans le tableau (3.6) et représentées en figure (3.15) ainsi que les efficacités expérimentales déduites. On observe une légère dépendance en énergie de l'efficacité expérimentale qui est reproduite par la simulation.

La connaissance du facteur entre l'efficacité simulée et l'efficacité expérimentale ($f = \frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$)

est importante car nous allons l'utiliser pour corriger les efficacités Si(Li) simulées en utilisant la distribution spatiale, expérimentale, de ^{44}S implantés. Ce facteur est relativement constant en énergie et avec les six positions de la source. Pour chaque Si(Li), les facteurs

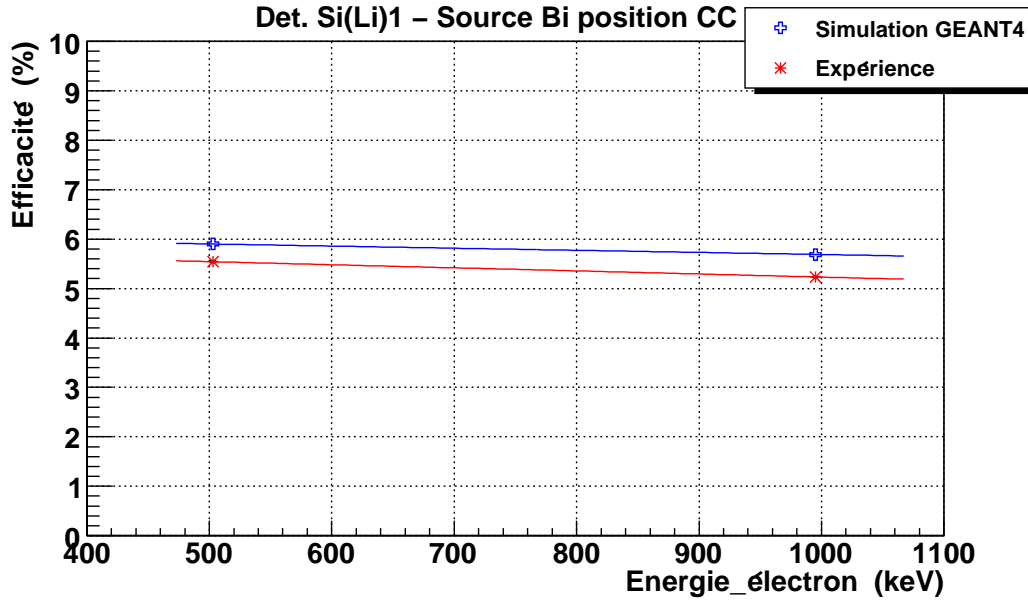


FIG. 3.15 – Efficacités Si(Li)1 expérimentale et simulée aux énergies moyennes K, L, M pour une source radioactive de ^{207}Bi placée à la position CC de la feuille.

obtenus aux six positions de la source ont été moyennés (moyenne pondérée) et les valeurs calculées apparaissent dans le tableau (3.7).

Si(Li)	Facteur $f = \frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$	$\frac{\delta f^{stat.}}{f}$ (%)	$\frac{\delta f^{Act.}}{f}$ (%)
1	1.09	0.14	5
2	1.13	0.27	5
3	1.20	0.20	5

TAB. 3.7 – Facteur de correction $f = \frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$ évalué avec la source radioactive de ^{207}Bi pour chaque cristal Si(Li) et moyenné sur les six positions de la source.

3.2.2.2 Détermination du décalage de la chambre

La chambre contenant les détecteurs Si(Li) et la feuille d'implantation était décalée verticalement par rapport à l'axe optique d'une valeur non connue. La connaissance de cette valeur est primordiale puisqu'elle modifie la position des noyaux ^{44}S sur la feuille déterminée avec le détecteur EXY et donc change aussi leur position d'implantation par

rapport aux détecteurs Si(Li) et Ge et par conséquent doit être pris en compte dans la détermination des efficacités Si(Li) et Ge. Nous avons entrepris de déterminer cette valeur en utilisant la simulation. Le principe est décrit ci-après.

La méthode

Le décalage de la chambre va être déterminé en comparant les nombres d'électrons détectés dans chaque Si(Li) expérimentalement avec ceux obtenus avec la simulation pour une certaine valeur de décalage de la chambre.

Dans la simulation, les électrons sont émis à partir de la feuille suivant la distribution X'Y' expérimentale sélectionnée montrée en figure (3.4) où le centre de la distribution Y' est déplacée en fonction de la valeur du décalage de la chambre choisie. Un décalage de la chambre de z mm vers le bas correspond à déplacer le centre de la distribution Y' de $\frac{z}{\sin 20^\circ}$ dans la direction Y'. Nous avons simulé l'émission d'électrons en décalant la chambre de 4 à 7 mm vers le bas par pas de 0.5 mm. Pour chaque valeur de décalage de la chambre, nous avons extrait le nombre d'électrons détectés dans chacun des trois Si(Li) et calculé le rapport. Nous avons réalisé une minimisation χ^2 pour déterminer la valeur de décalage z pour laquelle l'écart entre les rapports de nombre d'électrons expérimentaux et simulés est minimisé. La fonction χ^2 est définie ainsi :

$$\chi^2(z) = \left[\frac{\frac{N_1^{exp}}{N_2} - f_{21} * \frac{N_1^{sim}(z)}{N_2}}{\sigma_{21}^{exp}} \right]^2 + \left[\frac{\frac{N_1^{exp}}{N_3} - f_{31} * \frac{N_1^{sim}(z)}{N_3}}{\sigma_{31}^{exp}} \right]^2 + \left[\frac{\frac{N_2^{exp}}{N_3} - f_{32} * \frac{N_2^{sim}(z)}{N_3}}{\sigma_{32}^{exp}} \right]^2$$

où

- N_i/N_j^{exp} représente le rapport expérimental des nombres d'électrons détectés dans Si(Li) i et Si(Li) j
- N_i/N_j^{sim} représente le rapport simulé des nombres d'électrons détectés dans Si(Li) i et Si(Li) j
- σ_{ij}^{exp} est l'erreur sur le rapport N_i/N_j^{exp}
- f_{ij} est un facteur corrigeant les nombres de coups relatifs simulés de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation, défini comme suit :

$$f_{21} = \frac{f_2}{f_1} = 1.041 \pm 0.003$$

$$f_{31} = \frac{f_3}{f_1} = 1.105 \pm 0.003$$

$$f_{32} = \frac{f_3}{f_2} = 1.062 \pm 0.004$$

où f_1 , f_2 et f_3 sont les facteurs de correction $\frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$ déterminés à la section (3.2.2.1) (cf. tableau (3.7)) pour Si(Li) 1, 2 et 3 respectivement.

Résultats

La figure (3.16) représente l'évolution du χ^2 en fonction du décalage vertical z de la chambre. La valeur z correspondant au χ^2 minimum est celle qui minimise le plus l'écart entre les rapports N_i/N_j expérimentaux et simulés. La valeur attendue pour le χ^2 min. est le degré de liberté $N_{pts} - N_{param}$ où N_{pts} est le nombre de points correspondant aux données et N_{param} est le nombre de paramètres. Dans notre cas, les points expérimentaux correspondent aux rapports expérimentaux N_i/N_j donc N_{pts} est égal à 3. Les paramètres utilisés se réduisent à un seul, le décalage vertical z de la chambre, donc N_{param} vaut 1.

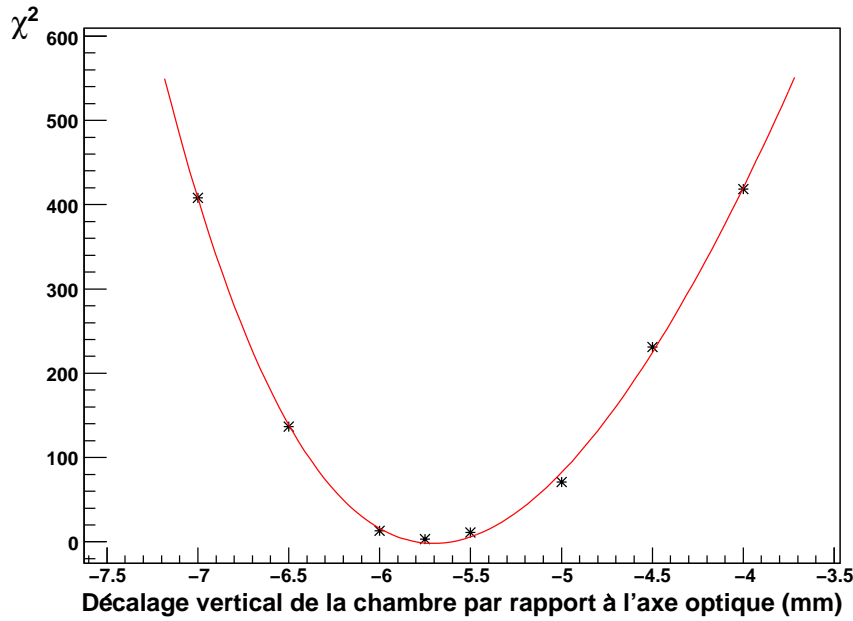


FIG. 3.16 – Valeurs de χ^2 en fonction du décalage vertical de la chambre en mm.

Ainsi la valeur attendue pour le χ^2 min. est de 2. En réalisant un fit des points situés autour du minimum, on obtient une valeur de 3 pour le χ^2 minimum. A cette valeur de χ^2 , le décalage de la chambre vaut -5.75 mm. Pour déterminer l'erreur sur cette valeur, il est nécessaire d'appliquer un facteur d'échelle (ici 1.5) à la courbe pour obtenir un χ^2 min. de 2. L'erreur sur z est évaluée en regardant les valeurs z_{min} et z_{max} correspondant à $\chi^2_{min} + 1$. On obtient $z_{min} = -5.65$ mm et $z_{max} = -5.85$ mm ainsi la valeur du décalage vertical de la chambre obtenue est :

$$z = (-5.75 \pm 0.10) \text{ mm}$$

En prenant en compte ce décalage vertical de la chambre, la distribution expérimentale

des noyaux ^{44}S sur la feuille, montrée en figure (3.4) est alors modifiée : la distribution Y' est décalée vers le haut de 17 mm ($\frac{5.75}{\sin(20^\circ)}$), la distribution X' restant inchangée.

3.2.2.3 Application de la simulation à la distribution expérimentale ^{44}S

L'efficacité des détecteurs Si(Li) est déterminée dans un premier temps à partir de la simulation Monte-Carlo dans laquelle on simule les électrons de 1362.5 keV émis par les noyaux ^{44}S (la création de paires n'est pas simulée). Ces électrons sont émis suivant la distribution expérimentale montrée en figure (3.4) où le décalage de la chambre a été pris en compte. Puis dans un deuxième temps, les efficacités Si(Li) simulées sont corrigées pour tenir compte de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation, surestimation constatée avec la source radioactive.

Détermination des efficacités Si(Li) simulées

La figure (3.17) compare le spectre en énergie électron simulé obtenu pour le détecteur Si(Li)1 avec le spectre en énergie expérimental. Le spectre en énergie expérimental est assez bien reproduit par la simulation. La bosse observée dans le spectre expérimental et correspondant à l'électron de la création de paires, n'apparaît pas dans le spectre simulé car la création de paires n'a pas été prise en compte dans la simulation.

L'intervalle d'intégration choisi correspond à un intervalle réduit autour du pic, il contient

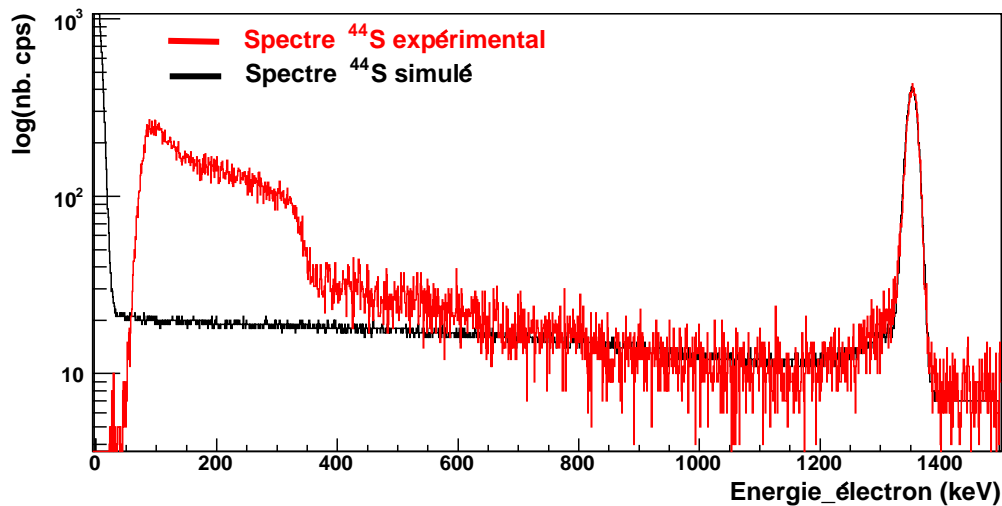


FIG. 3.17 – Comparaison entre les spectres en énergie Si(Li)1 expérimentale et simulée obtenus à partir de la distribution X/Y' expérimentale des noyaux ^{44}S sur la feuille.

les électrons qui ont perdu toute leur énergie (pic) et une partie des électrons rétrodiffusés qui ont perdu une partie de leur énergie (événements à gauche du pic). L'important est d'utiliser le même intervalle d'intégration pour extraire l'efficacité Si(Li) et le nombre d'électrons dans les spectres ^{44}S expérimentaux afin d'obtenir la valeur exacte d'électrons émis par le ^{44}S .

Pour les spectres électron ^{44}S simulés et expérimentaux, deux méthodes ont été utilisées pour obtenir le nombre d'électrons détectés; la figure (3.18) illustre les deux méthodes appliquées au spectre électron expérimental de Si(Li)2. Ces deux méthodes diffèrent par la procédure de retrait du bruit de fond et permettent de vérifier les erreurs systématiques dues à la soustraction du bruit de fond. La première méthode consiste à retirer aux nombres de coups extraits dans l'intervalle choisi le bruit de fond moyen présent à droite du pic (cf. partie gauche en figure (3.18)). La deuxième méthode fait la moyenne de l'amplitude à gauche et à droite de l'intervalle (cf. partie droite en figure (3.18)). Bien

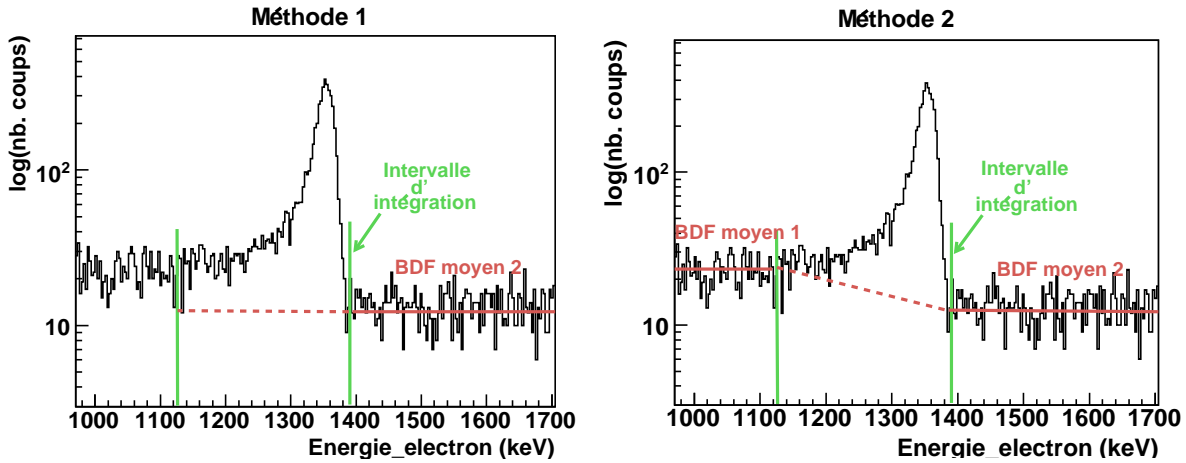


FIG. 3.18 – Méthodes d'extraction du bruit de fond (1) et (2) appliquées au spectre énergie des électrons détectés dans Si(Li)2.

entendu dans le cas des spectres simulés, le bruit de fond à droite du pic est nul.

L'efficacité est obtenue en faisant le rapport du nombre d'électrons extraits sur le nombre d'électrons émis (un million). Les efficacités Si(Li) obtenues sont regroupées dans le tableau (3.8) : les colonnes 2, 3 et 4 correspondent aux efficacités calculées selon la première méthode avec les erreurs associées et les colonnes 5, 6 et 7 celles calculées selon la seconde méthode avec les erreurs associées.

L'erreur sur l'efficacité prend en compte l'erreur sur le nombre de coups extraits qui corres-

pond en majorité à l'erreur statistique. Elle prend aussi en compte l'erreur introduite par l'incertitude de la position des noyaux ^{44}S sur la feuille. Celle-ci est la somme quadratique de l'incertitude sur la position XY reconstruite ($\delta x = \delta y = 0.5$ mm) et de l'incertitude sur le décalage vertical de la chambre de 0.1 mm. Comme on s'y attendait l'incertitude sur la position des noyaux sur la feuille introduit la plus grande erreur sur l'efficacité, de l'ordre de 1.5%, 8% et 9% pour Si(Li)1, 2 et 3. Les noyaux de ^{44}S étant implantés vers le haut de la feuille, ils sont situés plus près du détecteur Si(Li)1 que des détecteurs Si(Li)2 et 3. Ainsi le détecteur Si(Li)1 est moins sensible à un faible déplacement ($1.5 \text{ mm} = \frac{0.51 \text{ mm}}{\sin 20}$) de la distribution sur la feuille que Si(Li)2 et 3. C'est pourquoi l'erreur sur les efficacités Si(Li)2 et 3, dûe à l'incertitude de la position des noyaux sur la feuille, est plus importante que celle obtenue sur l'efficacité Si(Li)1.

	Méthode 1			Méthode 2		
Si(Li)	$\epsilon_{e-}^{sim}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{stat}}{\epsilon}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{position}}{\epsilon}(\%)$	$\epsilon_{e-}^{sim}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{stat}}{\epsilon}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{position}}{\epsilon}(\%)$
1	7.85	0.4	1.5	7.37	0.4	1.6
2	3.88	0.5	7.5	3.28	0.6	8.5
3	3.46	0.5	8.7	3.14	0.6	9.6

TAB. 3.8 – Efficacités Si(Li) simulées à partir de la distribution ^{44}S expérimentale. Elles ont été calculées en utilisant les méthodes 1 et 2.

Correction

Les efficacités Si(Li) simulées sont corrigées pour tenir compte de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation, constatée avec la source radioactive de ^{207}Bi . Ces facteurs sont résumés dans le tableau (3.7). Les efficacités Si(Li) obtenues après correction se trouvent dans le tableau (3.9).

	Méthode 1			Méthode 2		
Si(Li)	$\epsilon_{e-}^{sim}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{\epsilon_{sim}, f}}{\epsilon}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{Act}}{\epsilon}(\%)$	$\epsilon_{e-}^{sim}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{\epsilon_{sim}, f}}{\epsilon}(\%)$	$\frac{\delta \epsilon^{Act}}{\epsilon}(\%)$
1	7.20	1.6	5	6.76	1.7	5
2	3.43	7.5	5	2.90	8.6	5
3	2.88	8.7	5	2.62	9.6	5

TAB. 3.9 – Efficacités Si(Li) corrigées pour tenir compte de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation. Les efficacités ont été calculées à partir des deux méthodes 1 et 2.

3.2.3 Détermination du nombre d'électrons émis

3.2.3.1 Extraction du nombre d'électrons détectés

Nous avons réalisé une sélection en temps des électrons détectés dans une période comprise entre 100 et 13250 ns, soit environ 5 fois le temps de vie de l'isomère, afin de maximiser le rapport signal sur bruit. Le nombre d'électrons détectés est intégré sur le même intervalle en énergie que lors de la détermination des efficacités Si(Li) simulées : la différence entre le centre du pic et les bornes de l'intervalle sont identiques dans l'expérience et dans la simulation. Comme pour la simulation, le nombre d'électrons est extrait en utilisant les méthodes 1 et 2. On corrige ensuite le nombre d'électrons extraits du nombre d'électrons non contenus dans l'intervalle en temps [100 ns - 13250 ns]. Cette correction est obtenue à partir de la formule suivante :

$$N_{e-}^c = \frac{N_{e-}}{e^{-\ln 2 * \frac{100}{T_{1/2}}} - e^{-\ln 2 * \frac{13250}{T_{1/2}}}} \quad (3.3)$$

Le tableau (3.10) montre le nombre d'électrons détectés extraits dans chaque Si(Li) avant (N_{e-}) et après correction du temps (N_{e-}^c) en utilisant les deux méthodes.

	Méthode 1				Méthode 2			
Si(Li)	N_{e-}	δN	N_{e-}^c	δN	N_{e-}	δN	N_{e-}^c	δN
1	9936	100	10525	106	9557	98	10123	104
2	4861	70	5149	74	4392	66	4652	70
3	3753	61	3976	65	3366	58	3566	62

TAB. 3.10 – Nombre d'électrons extraits N_{e-} et nombre d'électrons extraits corrigés du temps N_{e-}^c dans Si(Li)1, 2 et 3 obtenus avec les méthodes 1 et 2.

3.2.3.2 Correction par l'efficacité

Le nombre d'électrons émis est obtenu en corrigeant les nombres d'électrons détectés extraits précédemment par les efficacités Si(Li) déterminées à la section (3.2.2.3). Les nombres d'électrons émis déterminés avec la méthode 1 sont récapitulés dans le tableau (3.11) et ceux déterminés avec la méthode 2 dans le tableau (3.12).

Les nombres d'électrons émis déterminés avec les trois Si(Li) et les deux méthodes sont similaires aux incertitudes près. J'ai choisi d'effectuer une moyenne pondérée des nombres d'électrons émis obtenus avec les trois Si(Li) pour chacune des deux méthodes selon la formule (3.4) :

$$N_{moy.pond.}^{e_{emis}^-} = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{N_i^{e_{emis}^-}}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad i = N^o \text{ SiLi} \quad (3.4)$$

L'erreur sur la moyenne est calculée suivant la relation (3.5) :

$$(\delta N_{moy.pond.}^{e_{emis}^-})^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (3.5)$$

où σ_i correspond à l'erreur $\delta N^{e_{sim},f,stat}$ du nombre d'électrons émis extrait pour chaque SiLi i , l'erreur due à l'incertitude sur l'activité de la source δN^{Act} étant une erreur systématique, elle n'intervient pas dans le calcul de la moyenne pondérée mais est pris en compte après.

Méthode 1					
Si(Li)	$N_{e^-}^{emis}$	$\delta N^{e_{sim},f,stat}$	$\frac{\delta N}{N}$ (%)	δN^{Act}	$\frac{\delta N}{N}$ (%)
1	146148	2733	1.9	7307	5
2	149967	11447	7.6	7498	5
3	137882	12191	8.8	6894	5
Moy. pond.	145969	2597	1.8	7298	5

TAB. 3.11 – Nombre d'électrons de conversion interne émis extraits avec la méthode 1.

Méthode 2					
Si(Li)	$N_{e^-}^{emis}$	$\delta N^{e_{sim},f,stat}$	$\frac{\delta N}{N}$ (%)	δN^{Act}	$\frac{\delta N}{N}$ (%)
1	149721	2941	2	7486	5
2	160266	13929	8.7	8013	5
3	136267	13255	9.7	6813	5
Moy. pond.	149545	2812	1.9	7477	5

TAB. 3.12 – Nombre d'électrons de conversion interne émis extraits avec la méthode 2.

On obtient alors pour la méthode 1 : $N_{e_{emis}^-}^{moy.pond.} = 145969 \pm 2597$ et pour la méthode 2 : $N_{e_{emis}^-}^{moy.pond.} = 149545 \pm 2812$ auquel on rajoute l'erreur de 5% due à l'activité :

$$Meth.1 : N_{e_{IC}^-}^{emis} = 145969 \pm 2597 \pm 7298 \quad (3.6)$$

$$Meth.2 : N_{e_{IC}^-}^{emis} = 149545 \pm 2812 \pm 7477 \quad (3.7)$$

En sommant quadratiquement les erreurs, on obtient :

$$Meth.1 : \quad N_{e_{IC}^-}^{émis} = 145969 \pm 7746 \quad (3.8)$$

$$Meth.2 : \quad N_{e_{IC}^-}^{émis} = 149545 \pm 7988 \quad (3.9)$$

Le nombre d'électrons émis final est pris comme la moyenne des nombres d'électrons obtenus avec les deux méthodes :

$$N_{e_{IC}^-}^{émis}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 147757 \pm 7867 \quad (3.10)$$

3.3 Analyse des produits de décroissance de l'état isomère 0_2^+ du ^{44}S : les gammas

En plus de décroître directement vers le fondamental, le ^{44}S dans l'état 0_2^+ décroît par l'état intermédiaire 2_1^+ en émettant deux gammas d'énergie 36 keV et 1329 keV (cf. figure (3.5)). Dans cette expérience nous avons détecté le gamma de 1329 keV, le gamma de 36 keV n'a pas été détecté parce que d'une part cette transition est fortement convertie ($\alpha_{conv}=10.94$) et d'autre part ces détecteurs ne sont pas adaptés pour les basses énergies. Nous avons mesuré le nombre de gammas de 1329 keV émis afin de déduire le rapport d'embranchement $\lambda(E2)/\lambda(E0)$ de l'état 0_2^+ .

Nous présenterons d'abord les spectres énergie/temps gamma obtenus correspondant aux noyaux ^{44}S sélectionnés (sélections présentées à la section 3.1). Ensuite nous présenterons les efficacités Ge déterminées, comme pour les efficacités Si(Li), à l'aide d'une simulation Monte-Carlo dans laquelle l'émission de gammas a été simulée à partir de la distribution des noyaux ^{44}S sur la feuille d'implantation. Enfin nous présenterons l'analyse effectuée pour extraire le nombre de gammas détectés et déterminer le nombre de gammas émis.

3.3.1 Spectres obtenus

Spectre énergie-temps gamma

La figure (3.19) montre le spectre énergie-temps gamma obtenu avec l'un des sept cristaux Ge (le cristal 2B n'a pas fonctionné correctement durant l'expérience, c'est pourquoi nous n'avons pas utilisé les données associées). On observe l'émission gamma retardée provenant du ^{44}S à 1329 keV ainsi que l'émission gamma retardée à 511 keV.

Le gamma de 511 keV provient de l'annihilation, au repos, du positron émis lors de la création de paires avec un électron environnant. On observe aussi d'autres lignes gamma présentes avec une intensité constante en fonction du temps. Elles correspondent au bruit de fond de la salle LISE et éventuellement à des matériels utilisés s'ils ont été activés précédemment. On trouve par exemple le ^{60}Co avec la détection de deux gammas à 1173 keV et à 1332.5 keV, le ^{40}K avec la détection d'un gamma à 1460 keV.

Spectre énergie gamma

La figure (3.20) montre le spectre en énergie gamma obtenu dans un des sept cristaux de Ge. On observe que la résolution des détecteurs Ge dans cette expérience n'était pas suffisante pour séparer totalement le gamma provenant du ^{44}S de celui provenant du ^{60}Co .

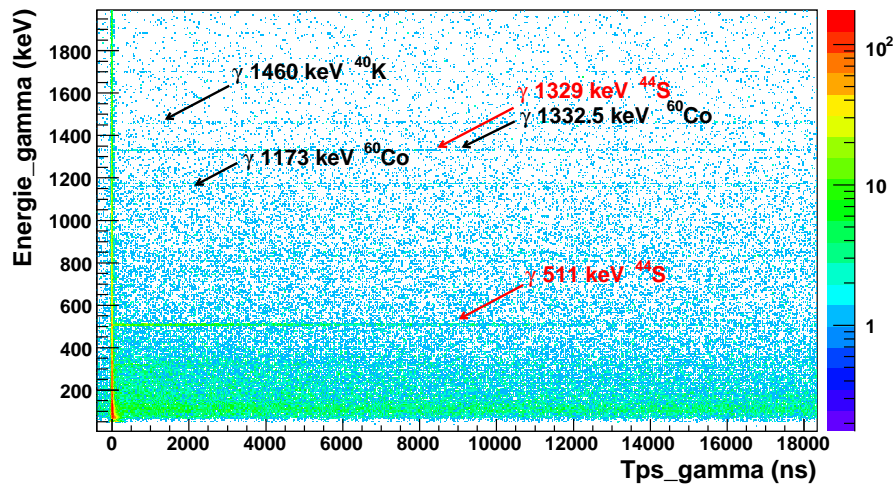


FIG. 3.19 – Spectre énergie-temps des gammas détectés dans un des sept cristaux Ge correspondants aux évènements ^{44}S implantés.

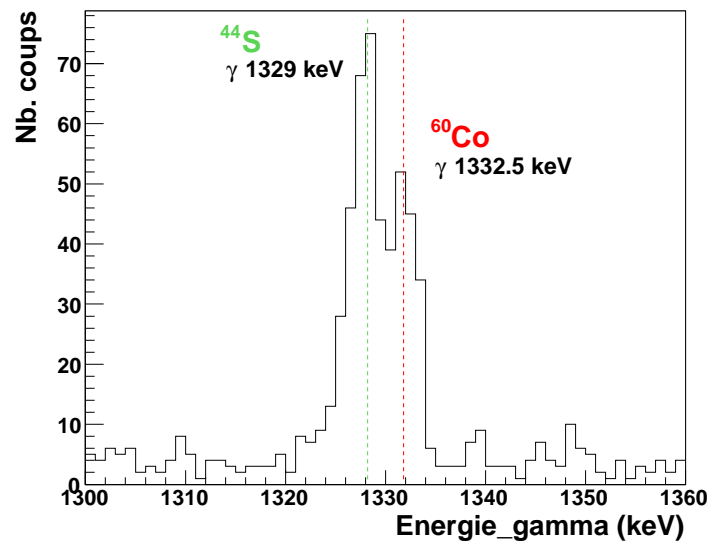


FIG. 3.20 – Spectre énergie des gammas détectés dans un des sept cristaux Ge à partir des évènements ^{44}S implantés.

Résolutions intrinsèques Ge

La résolution intrinsèque de chaque cristal Ge a été mesurée à une énergie de 1408 keV, avec une source radioactive d' ^{152}Eu , située au centre d'une plaque en Al, la même qui fut utilisée pour la source de ^{207}Bi . Ces résolutions sont affichées dans le tableau (3.13).

Résolution intrinsèque à 1408 keV (Source ^{152}Eu)		
Cristal	ΔE_{FWHM} (keV)	$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E}$ (%)
1A	3.1	0.22
1B	3.4	0.24
1C	3.7	0.26
1D	3.7	0.26
2A	3.2	0.23
2B		
2C	3.4	0.24
2D	3.7	0.26

TAB. 3.13 – Résolution intrinsèque de chaque cristal Ge à l'énergie 1408 keV.

3.3.2 Détermination des efficacités Ge

Pour les mêmes raisons que les détecteurs Si(Li), les efficacités Ge sont déterminées à l'aide d'une simulation Monte-Carlo dans laquelle nous avons simulé l'émission de gammas selon la distribution expérimentale des noyaux ^{44}S dans le plan de la feuille. Le programme a d'abord été testé en simulant l'émission gamma de la source radioactive d' ^{152}Eu placée aux mêmes positions que la source de ^{207}Bi . Après comparaison avec les efficacités expérimentales, la simulation a été appliquée à la distribution expérimentale des noyaux ^{44}S sur la feuille pour déterminer les efficacités Ge expérimentales.

3.3.2.1 Test de la simulation avec la source radioactive d' ^{152}Eu

La source radioactive utilisée est une source d' ^{152}Eu d'activité $A=36200 \pm 1810$ Bcq (au 25/02/1998) qui émet de nombreux gammas dans la gamme [100-1400] keV. Ils proviennent de la désexcitation des états du ^{152}Gd et du ^{152}Sm , noyaux fils de la désintégration β^+ et de la capture électronique de l' ^{152}Eu (cf. figures (B.2) et (B.3) en Annexe B pour les schémas de décroissance de la source radioactive d' ^{152}Eu). Les énergies et intensités absolues des gammas détectés sont regroupées dans le tableau (3.14).

E(keV)	Intensité (%)	Noyau fils
121.8	28.7	Sm
244.7	7.61	Sm
344.3	2.4	Gd
367.8	0.86	Gd
411.1	2.24	Gd
444	2.83	Sm
778.9	12.96	Gd
867.4	4.26	Sm
964.1	14.65	Sm
1085.9	10.24	Sm
1112.1	13.69	Sm
1213	1.426	Sm
1299.1	1.625	Gd
1408.1	21.07	Sm

TAB. 3.14 – Energie et intensité des gammas émis par la source d' ^{152}Eu .

Détermination des efficacités expérimentales

Cette source a été positionnée sur la plaque Al aux six mêmes points que la source de ^{207}Bi (cf. figure (3.9)). Le spectre en énergie des gammas détectés dans un des cristaux Ge est représenté en figure (3.21). Le nombre de coups dans chaque pic gamma est extrait à

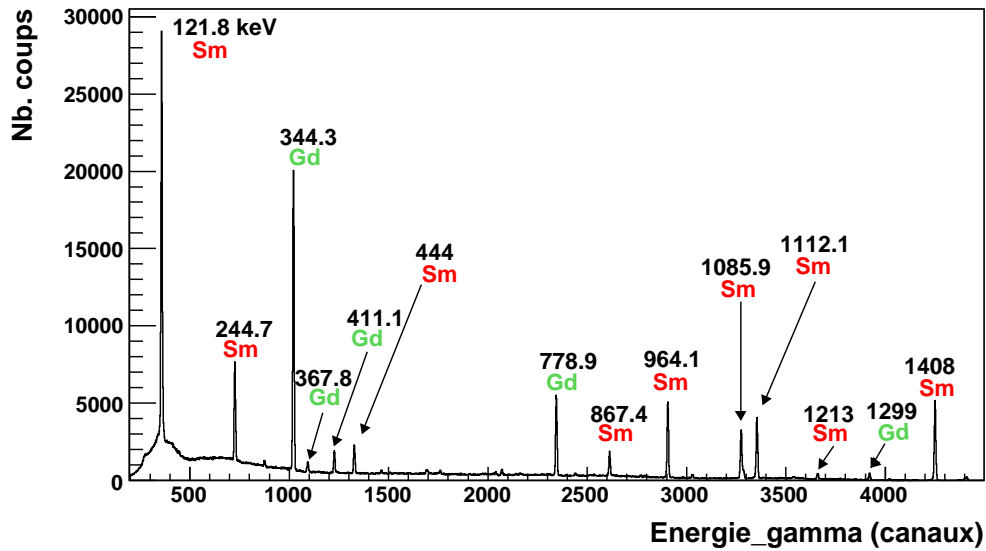


FIG. 3.21 – Spectre en énergie des gammas émis par la source d' ^{152}Eu et détectés dans le cristal 1C.

partir d'un fit d'une fonction gaussienne avec un bruit de fond linéaire $ax+b$. L'erreur sur le nombre de coups est donnée par le fit et comprend l'erreur statistique. Le nombre de gammas émis est obtenu à partir de l'activité A de la source selon la relation suivante :

$$N_{\gamma}^{\text{émis}} = A * (T - TM) * I \quad (3.11)$$

où A représente l'activité de la source en (sec^{-1}) , T est le temps d'exposition en sec , TM le temps mort de l'acquisition en sec , i.e temps durant lequel l'acquisition ne peut enregistrer un évènement car étant déjà occupé et I est l'intensité absolue du gamma émis. L'efficacité est calculée en faisant le rapport entre le nombre de gammas détectés et le nombre de gammas émis, elle a été calculée pour chacune des six positions de la source.

La courbe d'efficacité expérimentale du cristal 1C en fonction de l'énergie gamma et obtenue pour une source positionnée au centre de la plaque, est montrée en figure (3.22). Les valeurs des efficacités sont regroupées dans le tableau (3.15) (colonne 2) avec les erreurs associées (colonnes 3 et 4). On observe la décroissance de l'efficacité avec l'énergie, décroissance attendue et qui provient de la dépendance de la section efficace photoélectrique avec l'énergie.

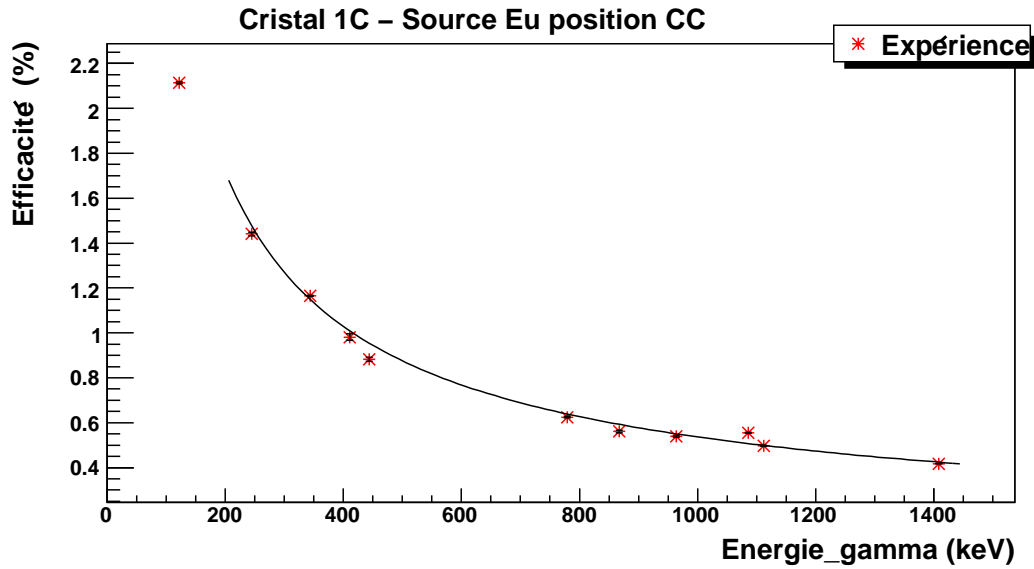


FIG. 3.22 – Courbe d'efficacité du cristal 1C (Clover 1) obtenue à partir des gammas émis par la source radioactive d' ^{152}Eu placée à la position CC.

Cette courbe d'efficacité ainsi que celles obtenues pour les autres positions de la source et les autres cristaux, ont été fittées avec la fonction $y = \exp(a + b * \ln(x) + c * (\ln(x))^2)$

[37].

L'erreur sur l'efficacité résulte de l'incertitude sur l'activité A de la source et de l'incertitude du nombre de gammas extraits. On voit que l'erreur due à l'activité, 5%, est prépondérante, comme dans le cas de la source de ^{207}Bi . Les erreurs représentées en figure (3.22) correspondent seulement à l'erreur due au nombre de gammas extraits, celle due à l'activité effectue simplement un déplacement global de la courbe et n'intervient pas dans le tracé du fit.

Détermination des efficacités simulées

Contrairement à la source de bismuth, nous ne connaissons pas la géométrie de la source d'euporium. Nous avons alors supposé que le dépôt d'euporium avait été effectué sur un disque de diamètre 5 mm, comme dans le cas de source de bismuth. Les gammas ont été émis à partir de ce dépôt selon les processus de désexcitation des états du ^{152}Gd et du ^{152}Sm rajoutés dans le code de simulation. La source a été positionnée aux mêmes points que dans l'expérience et l'efficacité a été déterminée en faisant le rapport du nombre de gammas détectés (nombre de coups dans un pic) avec le nombre de gammas émis :

$$\epsilon(E) = \frac{N_{\gamma}^{det.}}{N_{\gamma}^{émis}} \quad (3.12)$$

Le nombre de gammas dans chaque pic est extrait de la même manière que pour les pics expérimentaux. L'erreur associée est donnée par le fit et inclut l'erreur statistique. L'erreur sur l'efficacité est simplement due à l'erreur sur le nombre de gammas extraits.

Comparaison

Spectre en énergie

En figure (3.23), le spectre en énergie gamma simulé est comparé au spectre expérimental. On peut voir que la simulation reproduit avec satisfaction la partie à haute énergie du spectre.

Courbe d'efficacité

La figure (3.24) compare les courbes d'efficacité expérimentale et simulée obtenues pour le cristal 1C . Elles correspondent à une position de la source au centre de la plaque. Les valeurs sont regroupées dans le tableau (3.15), les colonnes 5 et 6 correspondent aux efficacités simulées avec les erreurs associées. On remarque, et ceci est vrai quelque soit la position de la source et le cristal regardé, que :

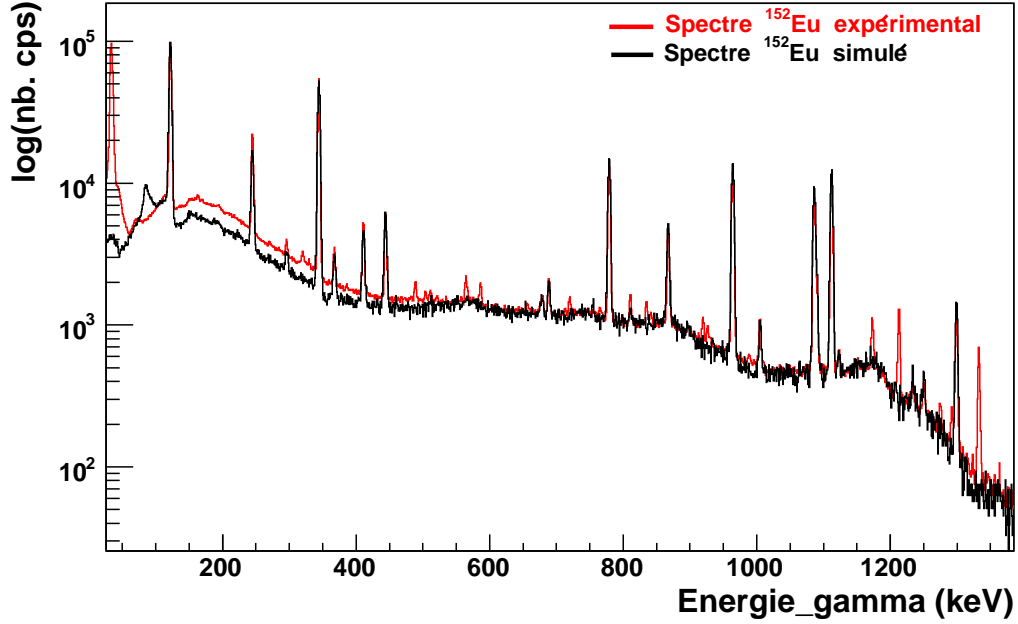


FIG. 3.23 – Comparaison des spectres en énergie expérimentale et simulée des gammas émis par la source d' ^{152}Eu à la position CC.

E(keV)	ϵ_{exp} (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\partial E})_{ncps}$ (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\partial E})_{Act}$ (%)	ϵ_{sim} (%)	$(\frac{\partial \epsilon}{\partial E})_{ncps}$ (%)
121.8	2.114	0.2	5	2.656	0.4
244.7	1.441	0.6	5	1.833	1.3
344.3	1.165	0.3	5	1.465	0.6
411.1	0.981	1.4	5	1.195	2.9
444	0.882	1.0	5	1.187	2.3
778.9	0.625	0.5	5	0.812	1.1
867.4	0.561	1.1	5	0.748	2.3
964.1	0.539	0.6	5	0.716	1.0
1085.9	0.555	0.5	5	0.673	1.8
1112.1	0.497	0.6	5	0.657	1.1
1408.1	0.418	0.5	5	0.564	0.9

TAB. 3.15 – Efficacités cristal 1C (Clover1) expérimentale et simulée aux énergies gamma pour la source radioactive d' ^{152}Eu à la position CC.

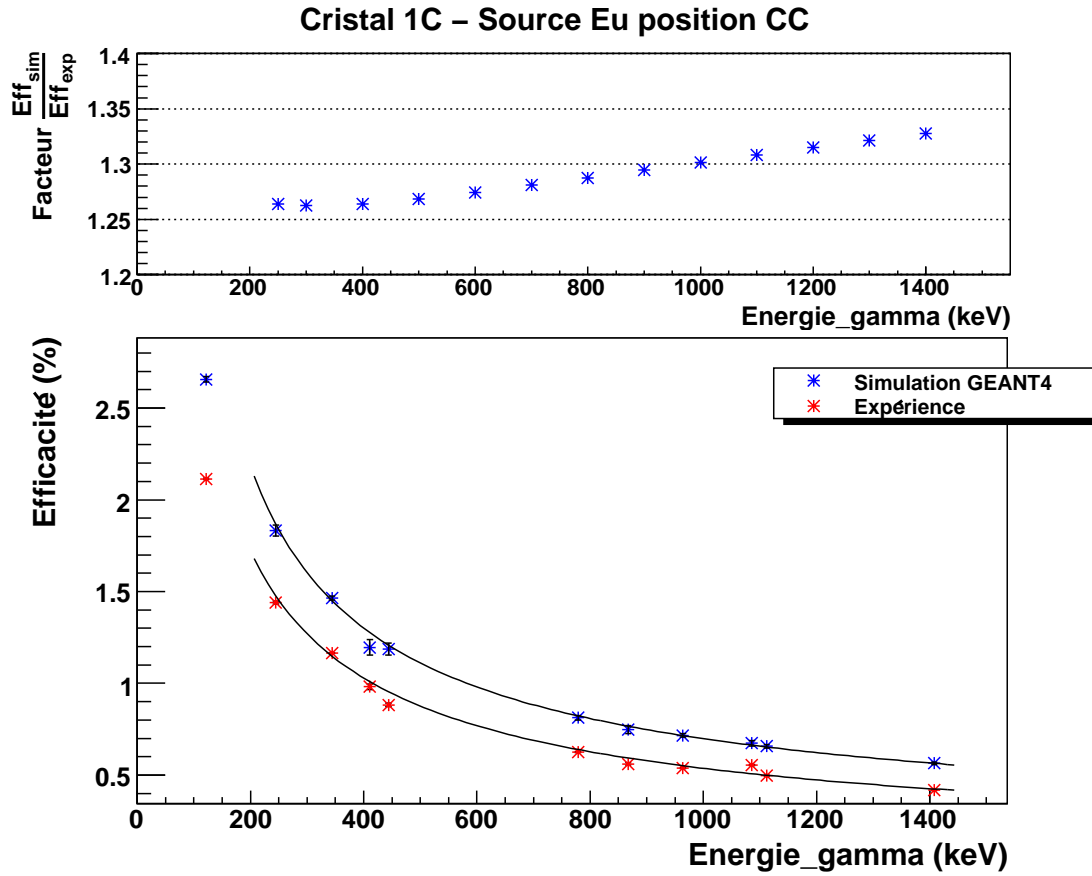


FIG. 3.24 – La figure du haut représente l'évolution du facteur de correction entre l'efficacité simulée et l'efficacité expérimentale en fonction de l'énergie. La figure du bas représente les courbes d'efficacité expérimentale et simulée pour le cristal 1C (Clover1), obtenues avec une source radioactive d' ^{152}Eu placée à la position CC.

- la simulation reproduit, en la surestimant, la courbe d'efficacité expérimentale
- cette surestimation (facteur $\frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$) est relativement constante avec la position de la source. Elle provient probablement de la différence d'efficacité intrinsèque entre la simulation et l'expérience

Comme pour le cas des Si(Li), nous avons besoin de connaître le facteur entre l'efficacité simulée et l'efficacité expérimentale afin de l'utiliser pour corriger les efficacités Ge simulées obtenues à partir de la distribution expérimentale des noyaux ^{44}S sur la feuille. Ce facteur a été évalué à l'énergie du gamma émis par le ^{44}S , 1329 keV, pour chaque cristal et moyenné sur les six positions de la source. Les valeurs sont regroupées dans le tableau (3.16).

Cristal	Facteur $f = \frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$ (%)	$\frac{\delta f}{f}^{stat}$ (%)	$\frac{\delta f}{f}^{Act}$ (%)
1A	1.32	0.6	5
1B	1.22	0.6	5
1C	1.25	0.7	5
1D	1.16	0.7	5
2A	1.14	0.7	5
2B			
2C	1.16	0.6	5
2D	1.15	0.7	5

TAB. 3.16 – Facteur de correction $f = \frac{\epsilon_{sim}}{\epsilon_{exp}}$ évalué avec la source radioactive d' ^{152}Eu pour chaque cristal Ge et moyenné sur les six positions de la source.

3.3.2.2 Application de la simulation à la distribution expérimentale ^{44}S

L'efficacité des détecteurs Ge est déterminée dans un premier temps à partir de la simulation Monte-Carlo dans laquelle on simule les gammas de 1329 keV émis par les noyaux ^{44}S . Ces gammas sont émis suivant la même distribution que les électrons de 1362.5 keV (cf. figure (3.4)) et qui tient compte du décalage de la chambre. Puis dans un deuxième temps, les efficacités Ge simulées sont corrigées pour tenir compte de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation, constatée avec la source radioactive d' ^{152}Eu .

Détermination des efficacités Ge simulées

Le nombre de gammas détectés est extrait en fittant le pic avec une gaussienne et un bruit de fond linéaire $ax+b$. L'erreur sur le nombre de coups est donnée par le fit qui comprend l'erreur statistique. L'efficacité est obtenue en faisant le rapport du nombre de gammas extraits sur le nombre de gammas émis correspondant à un million de gammas.

L'efficacité Ge déterminée pour chaque cristal est affichée dans le tableau (3.17), ainsi que les erreurs associées. L'erreur sur l'efficacité prend en compte l'erreur sur le nombre de coups extraits. Elle prend aussi en compte l'erreur introduite par l'incertitude de la position des noyaux ^{44}S sur la feuille. Celle-ci est la somme quadratique de l'incertitude sur la position XY reconstruite ($\delta x = \delta y = 0.5$ mm) et de l'incertitude sur le décalage vertical de la chambre ($\delta y = 0.1$ mm).

cristal	$\epsilon_{\gamma}^{sim}(\%)$	$\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}^{stat}(\%)$	$\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}^{position}(\%)$
1A	0.628	0.6	1.1
1B	0.577	0.6	1.4
1C	0.481	0.6	2.1
1D	0.502	0.6	1
2A	0.460	0.7	2.4
2B			
2C	0.562	0.6	1.3
2D	0.460	0.7	1.3

TAB. 3.17 – Efficacités Ge simulées à partir de la distribution ^{44}S expérimentale.

Correction

Les efficacités Ge simulées sont corrigées pour tenir compte de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation, constatée avec la source radioactive d' ^{152}Eu . Le facteur de correction à appliquer à chaque cristal se trouve dans le tableau (3.16) et les efficacités Ge corrigées sont regroupées dans le tableau (3.18).

cristal	$\epsilon_{\gamma}^{sim}(\%)$	$\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}^{\epsilon_{sim},f}(\%)$	$\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}^{Act}(\%)$
1A	0.480	1.4	5
1B	0.476	1.6	5
1C	0.384	2.3	5
1D	0.434	1.4	5
2A	0.403	2.6	5
2B			
2C	0.482	1.5	5
2D	0.402	1.6	5

TAB. 3.18 – Efficacités Ge corrigées pour tenir compte de la surestimation de l'efficacité expérimentale par la simulation.

3.3.3 Détermination du nombre de gammas émis

3.3.3.1 Extraction du nombre de gammas détectés

Ne pouvant séparer le gamma à 1329 keV provenant du ^{44}S de celui à 1332.5 keV du ^{60}Co , le nombre de gammas ^{44}S a été extrait à partir d'un fit avec deux fonctions gaussiennes dont les paramètres *centre*, *sigma*, *amplitude* ont été contraints :

- l'écart de 3.5 keV entre les deux pics gammas étant connus, l'écart entre les centres des deux gaussiennes a été fixé à cette valeur
- les largeurs σ des deux gaussiennes ont été contraintes pour avoir la même valeur étant donné la proximité en énergie des deux pics
- l'amplitude A de chacune des deux gaussiennes a été remplacée par le paramètre Intégrale qui est défini comme $\sqrt{2\pi} \times \sigma \times A$. Le paramètre Intégrale du pic à 1332.5 keV a été contraint par l'intégrale du pic gamma à 1173 keV car il n'a pas de pic proche qui pourrait donner une incertitude sur le comptage de gammas effectué. En effet, ce gamma est émis par le ^{60}Co en coïncidence avec le gamma de 1332.5 keV et alors le nombre de gammas de 1173 keV détectés correspond au nombre de gammas de 1332.5 keV fois le rapport d'efficacité à 1173 et 1332.5 keV

Détermination du nombre de gammas 1173 keV

Les nombres de gammas 1173 keV que nous avons extrait pour chaque cristal sont regroupés en colonne 2 du tableau (3.19). L'erreur sur le nombre de coups est donnée par le fit et contient l'erreur statistique. Les gammas de 1173 keV étant aussi présents dans le spectre en énergie gammas de tous les autres noyaux produits, nous avons déterminé et comparé son nombre à ce dernier après normalisation du nombre de noyaux (le pic de bruit de fond 1332 keV est également isolé en énergie étant donné l'absence d'isomère $E0$). Nous avons obtenu des résultats similaires.

Détermination du rapport d'efficacité $\frac{\epsilon(1332.5\text{keV})}{\epsilon(1173\text{keV})}$

Le rapport d'efficacité $\frac{\epsilon(1332.5\text{keV})}{\epsilon(1173\text{keV})}$ a été déterminé à partir du rapport du nombre de gammas détectés à 1173 keV et 1332.5 keV dans les runs de bruit de fond où le gamma de 1329 keV émis par le ^{44}S n'est pas présent⁴. Les valeurs sont regroupées en colonne 4 du

⁴En déduisant le rapport d'efficacité à partir de la courbe d'efficacité expérimentale obtenue avec la source d'euporium, nous obtenions un rapport plus faible qu'avec les runs de bruit de fond (différence de 7% environ). De même à partir d'une source de ^{60}Co . Nous avons compris pourquoi : en fait, avant d'être détectés dans le cristal, les gammas traversent le dewar et certains sont absorbés. Les gammas de 1173 keV ayant une énergie plus petite que les gammas de 1332.5 keV ont une probabilité plus grande d'être absorbés et ainsi le rapport $\frac{\epsilon(1332.5\text{keV})}{\epsilon(1173\text{keV})}$ devient plus grand que celui obtenu à partir de la source

tableau (3.19). L'erreur sur le rapport est calculée à partir de l'erreur sur les nombres de gamma de 1173 et 1332.5 keV. Nous avons aussi comparé celui-ci au rapport d'efficacité extrait pour des noyaux autres que le ^{44}S et avons obtenu des résultats similaires.

Cristal	$N_\gamma(1173 \text{ keV})$	δN	$R = \frac{\epsilon_{\gamma 1332.5}}{\epsilon_{\gamma 1173}}$	δR	$N_\gamma(1332.5 \text{ keV})$	δN
1A	90	13	0.969	0.02	87	13
1B	59	11	0.950	0.01	56	10
1C	170	17	0.970	0.01	165	17
1D	208	18	0.969	0.01	201	18
2A	175	16	0.966	0.01	169	16
2B						
2C	80	12	0.977	0.02	78	12
2D	199	16	0.952	0.01	189	15

TAB. 3.19 – Nombre de gammas 1332.5 keV détectés (colonne 6), calculés pour chaque cristal à partir du nombre de gammas 1173 keV détectés (colonne 2) et du rapport d'efficacité $\frac{\epsilon_{\gamma 1332.5 \text{ keV}}}{\epsilon_{\gamma 1173 \text{ keV}}}$ (colonne 4).

Détermination du nombre de gammas 1332.5 keV

On en déduit donc le nombre de gammas 1332.5 keV détectés à partir du produit entre le nombre de gammas 1173 keV extraits et le rapport d'efficacité $\frac{\epsilon(1332.5 \text{ keV})}{\epsilon(1173 \text{ keV})}$ déterminé précédemment. Les valeurs apparaissent en colonne 6 du tableau 3.19 et sont ensuite utilisés comme valeur pour le paramètre Intégrale de la deuxième gaussienne. Les résultats du fit des deux pics sont montrés en figures (3.25) et (3.26) pour chacun des cristaux. Un fit supplémentaire est effectué sur le spectre gamma sommé sur les sept cristaux (cf. figure (3.27)). Comme on peut le voir sur les figures, les contraintes imposées sur le fit sont adéquates, le nombre de gammas 1329 keV extrait pour chaque cristal est indiqué dans le tableau (3.20). Comme dans le cas des électrons, on corrige ce nombre de la sélection en temps ([100-13250] ns) effectuée avec la formule suivante :

$$N_\gamma^c = \frac{N_\gamma}{e^{-\ln 2 * \frac{100}{T_{1/2}}} - e^{-\ln 2 * \frac{13250}{T_{1/2}}}} \quad (3.13)$$

Les nombres de gammas 1329 keV corrigés pour chaque cristal ainsi que pour la somme sont regroupés en colonne 3 du tableau (3.20).

d'euporium

Cristal	$N_\gamma(1329\text{keV})$	δN	$N_\gamma^c(1329\text{keV})$	δN
1A	217	19	230	20
1B	214	21	227	22
1C	219	25	232	26
1D	232	20	246	21
2A	244	19	258	20
2B				
2C	301	23	319	24
2D	223	18	236	19
SumCr	1663	58	1762	61

TAB. 3.20 – Nombre de gammas 1329 keV extraits avant N_γ et après correction du temps N_γ^c dans chacun des sept cristaux et pour l'ensemble.

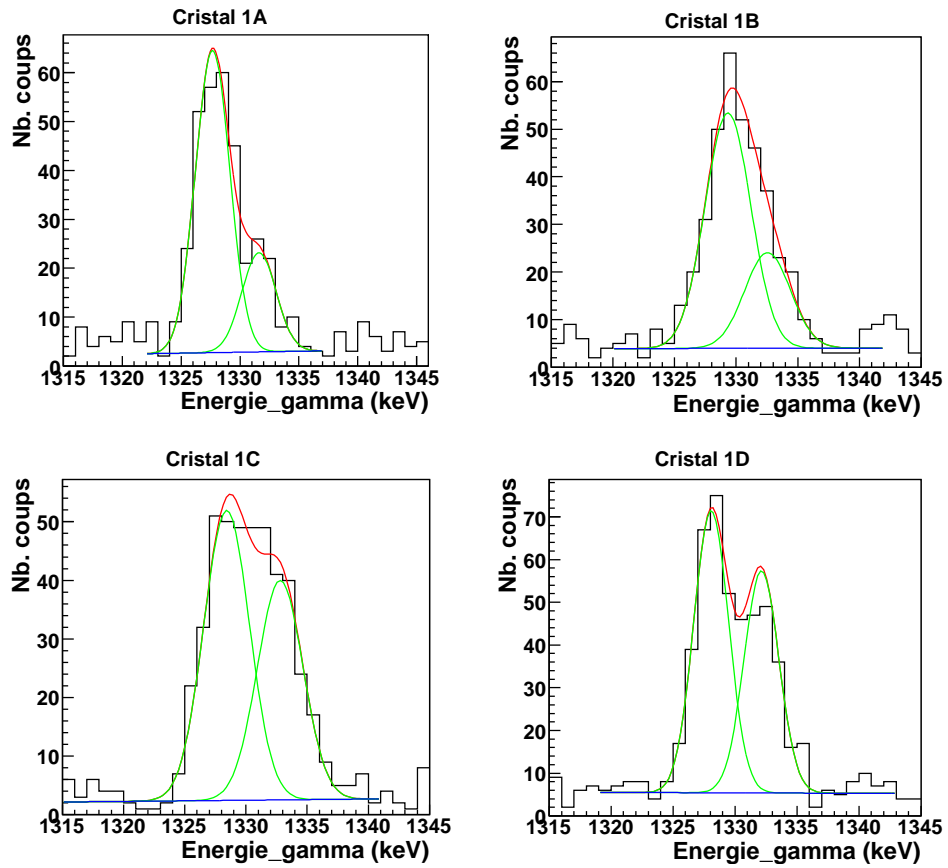


FIG. 3.25 – Pour chaque cristal du Clover 1, pics gamma 1329 keV et 1332.5 keV fittés avec deux gaussiennes afin d'extraire le nombre de gammas 1329 keV.

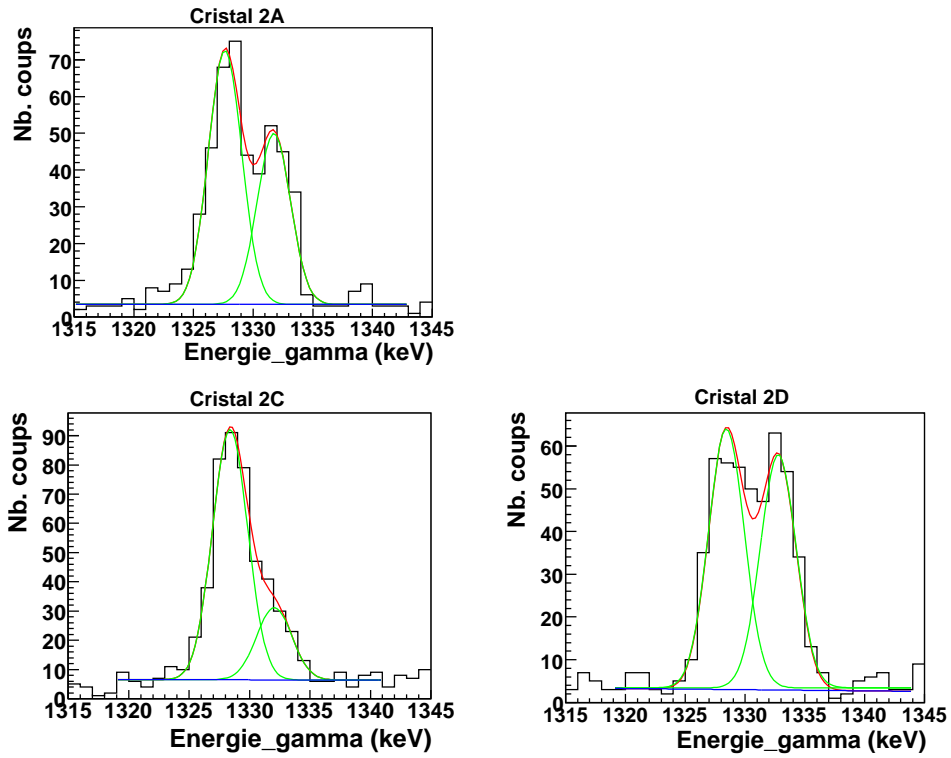


FIG. 3.26 – Pour chaque cristal du Clover 2, pics gamma 1329 keV et 1332.5 keV fittés avec deux gaussiennes afin d’extraire le nombre de gammas 1329 keV.

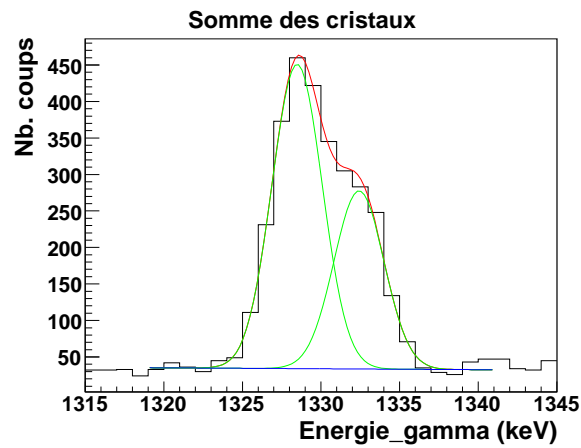


FIG. 3.27 – Pics gamma 1329 keV et 1332.5 keV sommés sur les sept cristaux et fittés avec deux gaussiennes afin d’extraire le nombre de gammas 1329 keV.

Remarque sur le contaminant ^{60}Co

En comparant les taux de comptage du gamma 1332.5 keV obtenus dans chaque cristal, nous avons identifié le lieu d'implantation probable des noyaux de ^{60}Co . On remarque que le nombre de gammas 1332.5 keV détectés change en fonction du cristal (cf. tableau (3.19)). Notamment, les taux de comptage les plus importants se trouvent sur les cristaux (2D, 2A, 1D, 1C) situés le plus proche des éléments optiques. De plus, le taux de comptage dans un cristal du clover 1 est équivalent au taux de comptage dans le cristal du clover 2 en regard de celui-ci (2D-1D, 2A-1C, 2C-1A, 2B-1B) et que les cristaux les plus bas ont un taux de comptage plus faible que ceux du haut pour les deux clovers. A partir de ces observations, on en conclut que les noyaux de ^{60}Co étaient probablement situés en amont du dispositif expérimental, tel que les fentes de sélection et provenaient de l'activation du métal par le faisceau.

3.3.3.2 Correction par l'efficacité

Le nombre de gammas 1329 keV émis est obtenu en multipliant le nombre de gammas extraits précédemment par les efficacités Ge déterminées à la section 1.3.2.2 (cf. tableau (3.18)). Le tableau (3.21) récapitule le nombre de gammas émis déduit pour chaque cristal ainsi que celui déduit pour la somme des cristaux.

On obtient des valeurs similaires aux incertitudes près entre les sept cristaux ainsi qu'avec

Cristal	$N_{\gamma}^{émis}$	$\delta N^{\epsilon_{sim}, f, stat}$	$\frac{\delta N}{N}(\%)$	δN^{Act}	$\frac{\delta N}{N}(\%)$
1A	47872	4244	9	2394	5
1B	47639	4739	10	2382	5
1C	60406	7034	12	3020	5
1D	56630	4943	9	2832	5
2A	64082	5259	8	3204	5
2B					
2C	66188	5156	8	3309	5
2D	58777	4840	8	2939	5
Moy. Pond.	56307	1898	3.4	2815	5
SumCr	57550	3426	6	2878	5

TAB. 3.21 – Nombre de gammas 1329 keV émis déterminés à partir du spectre gamma obtenu dans chaque cristal germanium et à partir du spectre somme des sept cristaux.

la valeur obtenue de la somme des sept cristaux. Comme pour les électrons, on effectue une moyenne pondérée des gammas émis déterminés avec les sept cristaux selon la rela-

tion (3.14) :

$$N_{moy.pond.}^{\gamma_{emis}} = \frac{\sum_{i=1}^7 \frac{N_i^{\gamma_{emis}}}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^7 \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad i = n^o \text{ cristal} \quad (3.14)$$

où σ_i correspond à l'erreur $\delta N^{\epsilon_{sim},f,stat}$ du nombre de gammas émis extraits pour chaque cristal, l'erreur due à l'incertitude sur l'activité de la source δN^{Act} étant une erreur systématique, elle n'intervient pas dans le calcul de la moyenne pondérée mais est pris en compte après.

L'erreur sur la moyenne est déterminée à partir de la relation (3.15) :

$$(\delta N_{moy.pond.}^{\gamma_{emis}})^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^7 \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (3.15)$$

On obtient alors : $N_{moy.pond.}^{\gamma_{emis}} = 56307 \pm 1898$ auquel on ajoute l'erreur de 5% due à l'incertitude sur l'activité :

$$N_{\gamma}^{emis}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 56307 \pm 1898 \pm 2815 \quad (3.16)$$

En sommant quadratiquement les erreurs, on obtient finalement :

$$N_{\gamma}^{emis}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 56307 \pm 3395 \quad (3.17)$$

Chapitre 4

Résultats

L'analyse de l'expérience nous a permis de déduire le nombre d'électrons de conversion interne émis lors de la transition E0 $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ ainsi que le nombre de gammas émis lors de la transition E2 $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. A partir de ces nombres, nous allons d'abord calculer le rapport d'embranchement R de l'état 0_2^+ pour ensuite déterminer la force de transition monopolaire ρ^2 , les probabilités de transition réduite B(E0 ; $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$) et B(E2 ; $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) ainsi que le pourcentage de noyaux ^{44}S produits dans l'état isomère 0_2^+ (taux isomérique). La détermination des facteurs électroniques Ω_{IC} et Ω_{IPF} est présentée en première partie et les valeurs obtenues seront utilisées dans la détermination du rapport d'embranchement et de la force de transition monopolaire.

4.1 Détermination des facteurs électroniques Ω_{IC} et Ω_{IPF}

Comme introduit au chapitre 1, la probabilité de transition E0 peut s'écrire comme le produit d'un facteur électronique Ω_{tot} et d'une force de transition monopolaire ρ^2 qui contient toute l'information nucléaire :

$$\lambda(E0) = \Omega_{tot} * \rho^2 \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (4.1)$$

Ω_{tot} représente la somme des probabilités de transition par électron de conversion interne, Ω_{IC} et par création de paires, Ω_{IPF} :

$$\Omega_{tot} = \Omega_{IC} + \Omega_{IPF} \quad (4.2)$$

Ces facteurs sont indépendants de la structure nucléaire et ne dépendent que des propriétés atomiques. Ils sont calculés précisément à partir de la théorie relativiste de Dirac pour l'électron.

4.1.1 Facteur électronique Ω_{IC}

Le facteur électronique Ω_{IC} représente la probabilité pour le noyau d'émettre un électron de conversion interne provenant des couches les plus profondes (K, L, M, etc). Cette probabilité augmente avec la charge Z du noyau et l'énergie de la transition. Il peut donc s'écrire comme la somme des facteurs électroniques partiels :

$$\Omega_{IC} = \Omega_K + \Omega_{L1} + \Omega_{L2} + \dots$$

où $\Omega_{K(L1,L2)}$ représente la probabilité d'émettre un électron de conversion interne de la couche K (L). Ces facteurs électroniques partiels ont été tabulés par :

- Hager et Seltzer [38] pour des noyaux de charge $30 \leq Z \leq 102$ et pour des énergies de transition $6 \text{ keV} \leq E \leq 1500 \text{ keV}$
- Bell et al. [39] pour $Z \geq 40$ et $E \leq 2500 \text{ keV}$
- Passoja et Salonen [40] pour $8 \leq Z \leq 40$ et $0.5 \text{ MeV} \leq E \leq 13 \text{ MeV}$

Ces tables sont basées sur l'expression mathématique du facteur électronique de conversion interne dérivée par Church et Weneser [41] en supposant une densité de charge constante. Dans cette approximation, les fonctions d'onde électron utilisées sont les fonctions d'onde coulombiennes évaluées à la distance R , rayon nucléaire du noyau. Cette expression ne prend pas en compte les effets de la taille finie du noyau et de l'écrantage de la charge Z du noyau par les électrons environnants : l'effet de la taille finie du noyau sur les fonctions d'onde de l'électron est d'augmenter le facteur électronique de conversion interne alors que les effets de l'écrantage atomique sur les fonctions d'onde de l'électron sont de le diminuer. Les valeurs tabulées par Hager et Seltzer et par Bell et al. prennent en compte ces deux corrections alors que celles tabulées par Passoja et Salonen ne les prennent pas en compte. Cependant, dans leur article, Passoja et al. ont montré que les valeurs qu'ils obtenaient étaient comparables à celles obtenues par Hager et Seltzer ou Bell et al. à 2% près.

La table de Passoja et Salonen étant la seule table pour des noyaux de charge $Z \leq 30$, nous avons choisi de l'utiliser pour extraire la valeur du facteur électronique de conversion

interne pour le ^{44}S . Nous avons aussi calculé le facteur électronique à partir de l'expression analytique dérivée par Church et Weneser corrigée de l'écrantage atomique [42].

Formule analytique de Church et Weneser

L'expression du facteur électronique total Ω_{IC} dérivée par Church et Weneser est :

$$\Omega_{IC} = 14.24 * 10^{19} \frac{E(\text{keV})}{511} [A(E0)_K + A(E0)_{L1} + A(E0)_{L2} + \dots] \text{sec}^{-1} \quad (4.3)$$

avec

$$A(E0)_K = \frac{511}{8\pi\alpha E} \cdot \frac{\alpha^2}{36} \cdot \frac{1+\gamma}{\Gamma(2\gamma+1)} \cdot \frac{P_K(W_K+\gamma)}{\alpha Z} 2\alpha Z R^{2\gamma+2} F(Z, P_K)$$

où E est l'énergie de la transition en keV, $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine, $\gamma = [1 - (\alpha Z)^2]^{\frac{1}{2}}$, P_K est le moment linéaire de l'électron K, $W_K = [P_K^2 + 1]^{1/2}$ est l'énergie de l'électron émis, $R = 1.2A^{\frac{1}{3}}$ fm est le rayon nucléaire et $F(Z, P_K)$ est la fonction de Fermi donnée par :

$$F(Z, P_K) = 2(1+\gamma)(2P_K R)^{2\gamma-2} e^{\pi\alpha Z W_K/P_K} \left| \frac{\Gamma(\gamma + i\alpha Z W_K/P_K)}{\Gamma(2\gamma+1)} \right|^2$$

et avec

$$\begin{aligned} \frac{A(E0)_K}{A(E0)_{L1}} &= 2 \frac{P_K(W_K+\gamma)F(Z, P_K)}{P_L(W_L+\gamma)F(Z, P_L)} \cdot \frac{X+1}{X+2} \cdot \frac{X^{2\gamma+2}}{2\gamma+1} \\ \frac{A(E0)_{L1}}{A(E0)_{L2}} &= \frac{2+X}{2-X} \cdot \frac{X-1}{X+1} \cdot \frac{W_L+\gamma}{W_L-\gamma} \end{aligned}$$

où $X = [2(1+\gamma)]^{1/2}$.

Pour tenir compte de l'écrantage atomique, Firestone et al. [42] reprend l'expression (4.3) en appliquant un facteur devant les termes $A(E0)_K$, $A(E0)_{L1}$, $A(E0)_{L2}$, ... selon l'expression suivante :

$$\Omega_{IC} = 14.24 * 10^{19} \frac{E(\text{keV})}{511} [S_K^2 \cdot A(E0)_K + S_{L1}^2 \cdot A(E0)_{L1} + S_{L2}^2 \cdot A(E0)_{L2} + \dots] \text{sec}^{-1} \quad (4.4)$$

Ces facteurs S_K , S_{L1} et S_{L2} ont été calculés par Brysk et Rose [43], ils correspondent pour une charge $Z=16$ à 0.94, 0.75 et 0.63 respectivement.

Le calcul nous donne :

$$\Omega_{IC} = 1.114 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (4.5)$$

Table de Passoja et Salonen

Passoja et Salonen ont calculé les facteurs électroniques partiels Ω_K à $Z=16$ et pour des énergies de transition comprises entre $1 m_e c^2$ et $25 m_e c^2$ où $m_e c^2$ est la masse de l'électron. Dans le cas du ^{44}S , l'énergie de transition est de $2.6712 m_e c^2$. Nous avons alors réalisé une interpolation entre $2.6 m_e c^2$ et $2.7 m_e c^2$ pour déterminer le facteur électronique Ω_K et avons obtenu :

$$\Omega_K = 0.763 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

Cette valeur de Ω_K déduite correspond à une masse atomique moyenne $\langle A \rangle = 32$ car à l'époque les noyaux étudiés étaient ceux situés proche de la stabilité. La dépendance en masse de Ω_K apparaît dans la formule de Church et Weneser et est en $A^{\frac{4\gamma}{3}}$ où $\gamma = \sqrt{1 - (\frac{Z}{137})^2}$. Il faut donc corriger la valeur Ω_K calculée pour le ^{44}S du facteur $\frac{44}{32}^{\frac{4\gamma}{3}}$ où $\gamma = 0.9932$. On obtient alors : $\Omega_K = 1.163 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$.

Enfin, pour tenir compte de l'écrantage atomique, on corrige cette dernière du facteur $S_K^2 = 0.94$ calculé par Brysk et Rose [43] et on obtient : $\Omega_K = 1.028 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$

On estime les valeurs de Ω_{L1} et Ω_{L2} à partir des rapports $\frac{\Omega_K}{\Omega_{L1}}$ et $\frac{\Omega_{L1}}{\Omega_{L2}}$ obtenus avec la formule analytique de Church et Weneser : $\Omega_{L1} = 0.830 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ et $\Omega_{L2} = 0.868 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$. On obtient finalement :

$$\Omega_{IC} = 1.111 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (4.6)$$

Les expressions (4.5) et (4.6) de Ω_{IC} obtenues à partir de la formule analytique de Church et Weneser et de la table de Passoja et Salonen sont similaires. Le facteur électronique de conversion interne Ω_{IC} final correspond à la moyenne des deux et est :

$$\Omega_{IC} = 1.1125 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (4.7)$$

4.1.2 Facteur électronique Ω_{IPF}

Le facteur électronique Ω_{IPF} correspond à la probabilité de transition par création de paires, qui dépend de la charge Z du noyau et de l'énergie de la transition. Une expression mathématique du facteur électronique Ω_{IPF} a d'abord été dérivée par Dalitz et al. [44] pour un noyau de charge nulle et en utilisant l'approximation de Born. Elle a ensuite été étendue à des charges Z non nulles par Wilkinson et al. [45] en prenant en compte les effets nucléaires coulombiens. L'expression obtenue est :

$$\Omega_{IPF} = 7.41 \cdot 10^4 A^{\frac{4}{3}} \left(\frac{k}{2} - 1\right)^3 \left(\frac{k}{2} + 1\right)^2 B(s) C(Z, k) \text{ sec}^{-1} \quad (4.8)$$

où A est la masse du noyau, k est l'énergie de la transition en unités de la masse de l'électron, $B(s)$ est une fonction définie en équation (4.9) et $C(Z,k)$ est le facteur de correction coulombien. Les fonctions $B(s)$ et $C(Z,k)$ sont tabulées en [45].

$$B(s) = \frac{3}{8}\pi\left(1 - \frac{s}{4} - \frac{s^2}{8} + \frac{s^3}{16} - \frac{s^4}{64} + \frac{5s^5}{512} + \dots\right) \quad \text{avec } s = \frac{k-2}{k+2} \quad (4.9)$$

Le facteur électronique Ω_{IPF} a été tabulé par Passoja et Salonen [40] pour des noyaux de charge Z compris entre 8 et 40 et pour des énergies de transition comprises entre 2.8 et 25 $m_e c^2$. Nous avons alors déterminé la valeur Ω_{IPF} pour le ^{44}S à partir de cette table et de la formule analytique (4.8) de Wilkinson et al.[45].

Formule analytique de Wilkinson et al.

Les valeurs des fonctions $B(s)$ et $C(Z,k)$ à l'énergie de la transition et à la charge Z du noyau sont tabulées en référence [45]. Elles ont été interpolées à l'énergie de la transition 2.6712 $m_e c^2$ du ^{44}S et à sa charge $Z=16$:

$$\begin{aligned} B(s) &= 1.132964 \\ C(Z,k) &= 1.13238 \end{aligned}$$

On obtient :

$$\Omega_{IPF} = 1.495 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (4.10)$$

Table de Passoja et Salonen

Les valeurs de Passoja et al. sont tabulées pour $Z=16$ et pour une énergie de transition comprise entre 2.8 et 25 $m_e c^2$. Le facteur électronique Ω_{IPF} du ^{44}S à 2.6712 $m_e c^2$ a été extrapolé à l'aide d'un fit avec une fonction polynômiale d'ordre 3 entre 2.8 et 4.1 $m_e c^2$. La figure (4.1) montre le fit réalisé, nous avons alors obtenu : $\Omega_{IPF} = 0.751 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$. Comme pour le facteur électronique de conversion interne, le facteur électronique Ω_{IPF} a été tabulé pour une masse atomique moyenne. Sa dépendance en masse, qui apparaît dans la formule analytique de Wilkinson et al., est en $A^{4/3}$. La valeur calculée pour le ^{44}S doit alors être corrigée du facteur $\frac{44^{4/3}}{32}$. On obtient finalement :

$$\Omega_{IPF} = 1.148 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (4.11)$$

Les valeurs obtenues avec les deux méthodes diffèrent de 23%. Cependant cette différence provient très probablement de l'extrapolation effectuée : en effet, lorsqu'on place

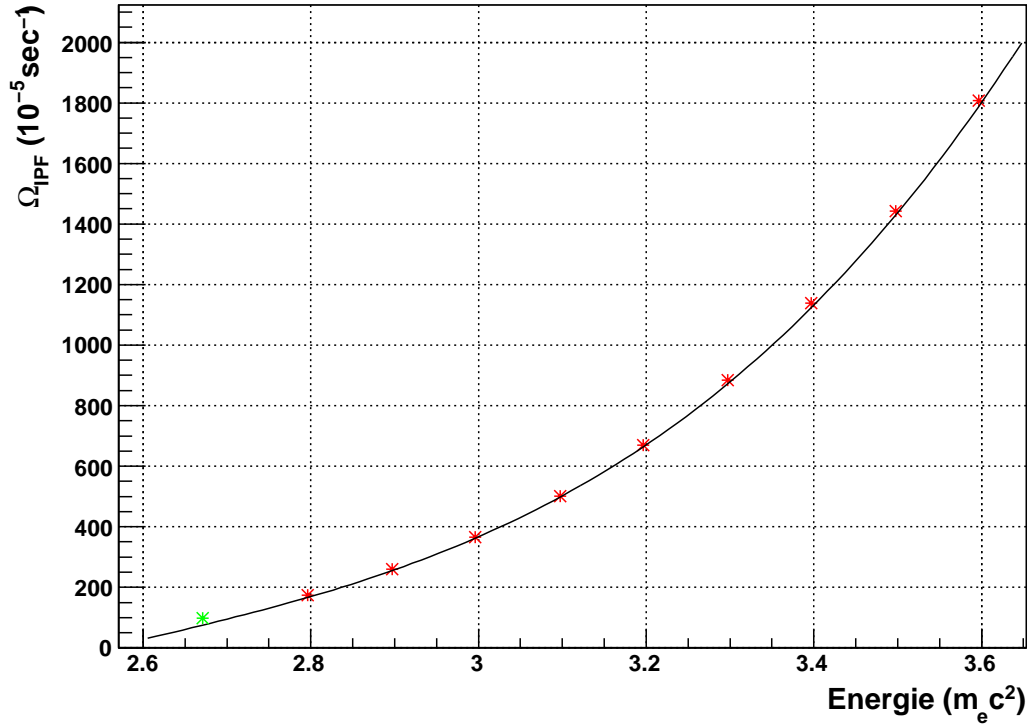


FIG. 4.1 – Facteurs électroniques de création de paires (Ω_{IPF}) tabulés par Passoja et Salonen [40] pour un noyau de charge $Z=16$ et pour différentes énergies de transition exprimées en unités de masse de l'électron $m_e c^2$. La valeur à $2.6712 m_e c^2$ a été extrapolée en fittant les points entre 2.8 et $4.1 m_e c^2$ avec un polynôme d'ordre 3. Le point vert correspond au facteur électronique calculé avec la formule de Wilkinson et al. corrigé du facteur $\frac{32^{4/3}}{44}$.

sur la figure (4.1) la valeur Ω_{IPF} obtenue avec la formule analytique de Wilkinson et al. corrigée du facteur $\frac{32}{44}^{4/3}$, on observe que celle-ci est une valeur tout à fait possible de l'extrapolation du fit à $2.6712 m_e c^2$. La valeur obtenue à partir de l'extrapolation des données n'étant pas aussi précise que la formule de Wilkinson et al., nous avons choisi d'utiliser l'expression (4.10) de Ω_{IPF} obtenue avec cette dernière :

$$\Omega_{IPF} = 1.495 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \quad (4.12)$$

4.2 Rapport d'embranchement R de l'état isomère 0_2^+

Le rapport d'embranchement $R = \frac{\lambda(E2)}{\lambda(E0)}$ de l'état isomère 0_2^+ a été introduit à la section (1.6.1.3) et est défini suivant l'équation (1.23). Il s'exprime comme :

$$R = \frac{N_{\gamma}^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \cdot \frac{[1 + \alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)]}{\left[1 + \frac{\Omega_{IPF}}{\Omega_{IC}}\right]}$$

où

- $N_{\gamma}^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ représente le nombre de gammas émis lors de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $N_{\gamma}^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 56307 \pm 3395$
- $N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ représente le nombre d'électrons de conversion interne émis lors de la transition E0 $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$, $N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 147757 \pm 7867$
- Ω_{IPF} représente le facteur électronique de création de paires intervenant dans l'expression de la probabilité de transition E0, $\Omega_{IPF} = 1.495 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$
- Ω_{IC} représente le facteur électronique de conversion interne intervenant dans l'expression de la probabilité de transition E0, $\Omega_{IC} = 1.112 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$
- $\alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ représente le facteur de conversion interne de la transition E2 $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $\alpha_{conv}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 3.6 \cdot 10^{-5}$

On calcule un rapport d'embranchement R de :

$$R = 0.1626 \pm 0.0130 \quad (4.13)$$

La valeur obtenue indique que la transition E0 est prépondérante par rapport à la transition E2. L'erreur relative sur le rapport d'embranchement, de 8%, résulte de la somme quadratique de l'erreur relative du nombre de gammas émis et de l'erreur relative du

nombre d'électrons émis :

$$\left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 = \left(\frac{\delta N_{\gamma}^{\text{émis}}}{N_{\gamma}^{\text{émis}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{e_{IC}^-}^{\text{émis}}}{N_{e_{IC}^-}^{\text{émis}}}\right)^2 \quad (4.14)$$

4.3 Probabilité de transition réduite B(E2 ; $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$)

L'expression de la probabilité de transition réduite B(E2 : $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) a été introduite à la section (1.6.2) et est donnée par l'équation (1.34). Elle s'écrit :

$$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{5.65 \cdot 10^{-10}}{E_{\gamma}^5 \cdot T_{1/2}(0_2^+) \cdot (1 + \frac{1}{R}) \cdot (1 + \alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+))} \quad (e^2 fm^4)$$

où :

- E est l'énergie de la transition en keV, $E = E(0_2^+) - E(2_1^+)$. Les énergies des états 0_2^+ et 2_1^+ ont été mesurées à 1365(1) keV et 1329(1) keV respectivement. Ainsi $E = 36 \pm 2$ keV
- $T_{1/2}(0_2^+)$ est le temps de vie de l'état 0_2^+ qui a été remesuré dans cette expérience, $T_{1/2} = 2.619 \pm 0.026 \mu s$
- $\alpha_{conv}(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ est le facteur de conversion interne de la transition E2 $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$. L'énergie de cette transition E2 étant très faible, elle est fortement convertie. Le coefficient de conversion interne a été tabulé par Band et al. [46] pour des noyaux de charge $Z \leq 30$. Un facteur de conversion de 10.94(1) a été obtenu après interpolation des valeurs suivant l'énergie de la transition.

On calcule alors :

$$B(E2 : 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 42 \pm 13 \quad (e^2 fm^4) \quad (4.15)$$

L'erreur relative du B(E2), de 30%, est calculée à partir de la somme quadratique des erreurs relatives de l'énergie de la transition E, du temps de vie de l'état 0_2^+ , du rapport d'embranchement R et du facteur de conversion α selon la formule (4.16) :

$$\left(\frac{\delta B(E2)}{B(E2)}\right)^2 = 25 \left(\frac{\delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{1/2}}{T_{1/2}}\right)^2 + \left(\frac{1}{1+R}\right)^2 \left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\delta \alpha}{\alpha}\right)^2 \quad (4.16)$$

4.4 Force de transition monopolaire ρ^2 entre les états 0_1^+ et 0_2^+

L'expression de la force de transition monopolaire a été introduite à la section (1.6.1.3) par l'équation (1.17). Elle est :

$$\rho^2 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}(0_2^+).(1 + R).(\Omega_{IC} + \Omega_{IPF})} \quad (\text{ss dim.})$$

où :

- R représente le rapport d'embranchement de l'état isomère 0_2^+ calculé précédemment, $R = 0.1626 \pm 0.0130$
- $T_{1/2}(0_2^+)$ représente le temps de vie de l'état 0_2^+ qui a été remesuré dans cette expérience, $T_{1/2}(0_2^+) = 2.619 \pm 0.026 \mu s$
- Ω_{IC} et Ω_{IPF} représentent les facteurs électroniques de conversion interne et de création de paires intervenant dans la probabilité de transition E0 : $\Omega_{IC} = 1.112 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ et $\Omega_{IPF} = 1.495 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$

On obtient alors :

$$\rho^2 = (8.7 \pm 0.7) * 10^{-3} \quad (4.17)$$

L'erreur relative sur ρ^2 , de 8.1%, est obtenue en prenant la somme quadratique des erreurs relatives sur le rapport d'embranchement R et le temps de vie selon la formule (4.18). L'erreur relative sur le rapport d'embranchement est l'erreur prépondérante.

$$\left(\frac{\delta \rho^2}{\rho^2}\right)^2 = \left(\frac{\delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{1/2}}{T_{1/2}}\right)^2 \quad (4.18)$$

4.5 Probabilité de transition réduite $B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$

La probabilité de transition réduite E0 s'exprime à partir de la force de transition E0 selon la relation suivante :

$$B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = e^2 R^4 \rho^2 (E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) \quad (4.19)$$

où R est le rayon nucléaire $R = 1.2A^{1/3} fm$. On obtient :

$$B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 2.81 \pm 0.23 (e^2 fm^4) \quad (4.20)$$

L'erreur relative de $B(E0)$ correspond à l'erreur relative de ρ^2 , à savoir 8.1%.

On peut aussi calculer la grandeur sans dimension $X(E0/E2)$ définie comme le rapport des probabilités de transition réduite $B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$:

$$X(E0/E2) = \frac{B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)} = 6.7 \cdot 10^{-2} \pm 2.1 \cdot 10^{-2} \quad (4.21)$$

L'erreur relative sur $X(E0/E2)$, de 31%, est obtenue en prenant la somme quadratique des erreurs relatives sur $B(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ selon la formule (4.22) :

$$\left(\frac{\delta X(E0/E2)}{X(E0/E2)} \right)^2 = \left(\frac{\delta B(E0)}{B(E0)} \right)^2 + \left(\frac{\delta B(E2)}{B(E2)} \right)^2 \quad (4.22)$$

4.6 Calcul du taux isomérique

Le taux isomérique est le pourcentage de noyaux ^{44}S produits dans l'état isomère 0_2^+ , il s'exprime comme :

$$F = \frac{N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)(1 + \frac{\Omega_{IPF}}{\Omega_{IC}}) + N_{\gamma}^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{N(^{44}\text{S}^{\text{impl}})} \quad (4.23)$$

où :

- $N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ représente le nombre d'électrons de conversion interne émis lors de la transition $E0$ $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$, $N_{e_{IC}}^{\text{émis}}(0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 147757 \pm 7867$
- $N_{\gamma}^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ représente le nombre de gammas émis lors de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, $N_{\gamma}^{\text{émis}}(2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 56307 \pm 3395$
- Ω_{IC} et Ω_{IPF} représentent les facteurs électroniques de conversion interne et de création de paires intervenant dans la probabilité de transition $E0$: $\Omega_{IC} = 1.112 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ et $\Omega_{IPF} = 1.495 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$
- $N(^{44}\text{S}^{\text{impl}})$ représente le nombre de noyaux ^{44}S implantés dans la feuille, $N(^{44}\text{S}^{\text{impl}}) = 12412416$

On obtient alors :

$$F = 3.24 \pm 0.26 \% \quad (4.24)$$

L'erreur relative sur le taux isomérique F , de 8%, est la somme quadratique des erreurs relatives sur le nombre de gammas et électrons extraits selon la formule (4.25) :

$$\left(\frac{\delta F}{F} \right)^2 = \left(\frac{\delta N_{\gamma}^{\text{émis}}}{N_{\gamma}^{\text{émis}}} \right)^2 + \left(\frac{\delta N_{e_{IC}}^{\text{émis}}}{N_{e_{IC}}^{\text{émis}}} \right)^2 \quad (4.25)$$

Chapitre 5

Interprétations

Comme introduit au chapitre 1, les études expérimentales comme celle de la mesure de l'énergie de son premier état excité 2_1^+ à 1329(1) keV et de la probabilité de transition réduite $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ à 314(88) $e^2 fm^4$ [8], ont montré que le ^{44}S était un noyau relativement collectif. Les nombreux calculs théoriques effectués dans cette région prédisent une coexistence de formes dans ce noyau. Les calculs champ moyen privilégient une coexistence de formes prolata-oblata [12, 13] alors que les calculs modèle en couches réalisés par E. Caurier et al. [16] prédisent plutôt une coexistence de formes sphérique-prolate où les deux configurations seraient fortement mélangées. La mise en évidence, en 2005, d'un second état 0^+ proche en énergie du fondamental (1365(1) keV) est venue renforcer ces prédictions théoriques de coexistence de formes.

L'expérience actuelle nous a permis de déterminer la probabilité de transition réduite $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ ainsi que la force de transition $E0$ entre les deux états 0^+ . Ces deux observables s'ajoutent à celle déjà connue qu'est la probabilité de transition réduite $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et permettent d'aller un peu plus loin dans notre compréhension de la structure du ^{44}S , plus particulièrement dans la détermination du mélange des états 0^+ et les déformations associées. Nous allons dans un premier temps présenter le mélange obtenu à partir des probabilités de transition réduite expérimentales $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ dans un modèle simple de mélange à deux niveaux. Puis nous présenterons les résultats du calcul modèle en couches qui ont été comparés aux résultats expérimentaux. Enfin nous donnerons un début d'interprétation sur la force de transition monopolaire obtenue dans le cadre du modèle en couches et du modèle collectif géométrique.

5.1 Modèle simple de mélange à deux niveaux

Connaissant les valeurs expérimentales des $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, il est possible de déterminer le mélange entre les deux états 0^+ dans un modèle simple de mélange à deux niveaux, en faisant certaines hypothèses.

Dans ce modèle, on considère que les états physiques 0_1^+ et 0_2^+ résultent du mélange de deux états purs 0_D^+ et 0_S^+ qui appartiennent respectivement à une bande déformée, notée D, et à une bande sphérique, notée S, comme illustrée en figure (5.1).

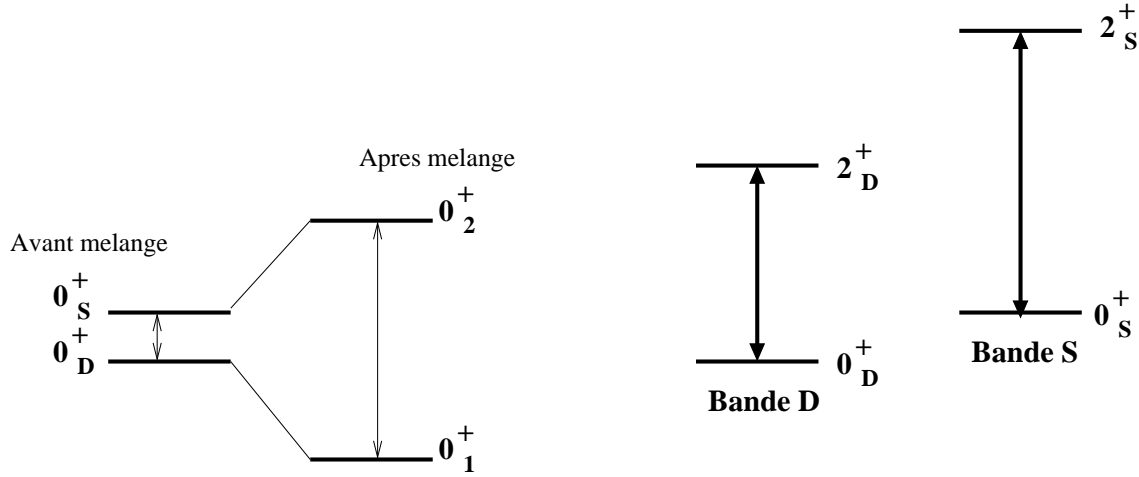


FIG. 5.1 – Schéma illustrant le mélange de deux états 0^+ (figure de gauche) ainsi que les deux bandes rotationnelles D et S composées des états purs avant mélange 0_D^+ , 2_D^+ et 0_S^+ , 2_S^+ respectivement (figure de droite).

On considère de même que l'état 2_1^+ résulte du mélange entre un état pur déformé 2_D^+ et un état pur sphérique 2_S^+ .

Ils s'écrivent :

$$|0_1^+\rangle = \cos \theta_0 |0_D^+\rangle + \sin \theta_0 |0_S^+\rangle \quad (\text{où } \cos^2 \theta_0 + \sin^2 \theta_0 = 1) \quad (5.1)$$

$$|0_2^+\rangle = -\sin \theta_0 |0_D^+\rangle + \cos \theta_0 |0_S^+\rangle \quad (5.2)$$

$$|2_1^+\rangle = \cos \theta_2 |2_D^+\rangle + \sin \theta_2 |2_S^+\rangle \quad (\text{où } \cos^2 \theta_2 + \sin^2 \theta_2 = 1) \quad (5.3)$$

Les probabilités de transition réduite $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ s'expriment

en fonction des éléments de matrice E2 comme :

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = | \langle 0_1^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle |^2 \quad (5.4)$$

$$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = | \langle 0_2^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle |^2 \quad (5.5)$$

où $T(E2)$ représente l'opérateur de transition E2. On développe alors les éléments de matrice E2 en fonction des états purs sphérique et déformé :

$$\begin{aligned} \langle 0_1^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle &= \cos\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \\ &\quad + \cos\theta_0 \sin\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle + \sin\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \\ &\quad + \sin\theta_0 \sin\theta_2 \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \langle 0_2^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle &= -\sin\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \\ &\quad - \sin\theta_0 \sin\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle + \cos\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \\ &\quad + \cos\theta_0 \sin\theta_2 \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle \end{aligned} \quad (5.7)$$

Comme les éléments de matrice $\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle$ et $\langle 0_D^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle$ sont nuls par définition, on a alors :

$$\begin{aligned} \langle 0_1^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle &= \cos\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \\ &\quad + \sin\theta_0 \sin\theta_2 \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} \langle 0_2^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle &= -\sin\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \\ &\quad + \cos\theta_0 \sin\theta_2 \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle \end{aligned} \quad (5.9)$$

Cas 1 : l'élément de matrice $\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle$ est négligeable devant l'élément de matrice $\langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle$

Etant donné que l'élément de matrice E2 pour un noyau sphérique est bien inférieur à celui d'un noyau déformé, on fait l'hypothèse que l'élément de matrice $\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle$ est négligeable par rapport à l'élément de matrice $\langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle$. Alors les équations (5.8) et (5.9) se réduisent à :

$$\langle 0_1^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle = \cos\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \quad (5.10)$$

$$\langle 0_2^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle = -\sin\theta_0 \cos\theta_2 \langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle \quad (5.11)$$

Et ainsi le rapport des éléments de matrice est :

$$\frac{\langle 0_2^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle}{\langle 0_1^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle} = -\tan\theta_0 \quad (5.12)$$

Soit :

$$\tan^2\theta_0 = \frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)} \quad (5.13)$$

En remplaçant $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ par $314(88) e^2 fm^4$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ par $42(13) e^2 fm^4$, on calcule une amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$ entre les états 0^+ de :

$$\cos^2\theta_0 = 0.88 \pm 0.05 \quad (5.14)$$

Le mélange ainsi obtenu entre les états 0^+ est faible.

A partir de cette valeur d'angle de mélange, nous pouvons, dans ce modèle simple, déterminer l'écart en énergie des états 0^+ avant mélange ΔE_{np} . D'une part, dans ce modèle, ΔE_{np} s'exprime à partir de l'écart en énergie des états 0^+ après mélange, ΔE_p , suivant la formule (5.15) [47] :

$$\Delta E_{np} = \Delta E_p \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4}{R^2}}} \quad (5.15)$$

où R représente le rapport entre l'écart en énergie des états 0^+ avant mélange, ΔE_{np} , et l'interaction entre ces états notée V :

$$R = \frac{\Delta E_{np}}{V} \quad (5.16)$$

D'autre part le rapport R est relié à l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$ entre les états 0^+ selon la formule (5.17) [47] :

$$\cos^2\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{R}{2} + \sqrt{1 + \frac{R^2}{4}} \right]^2}} \quad (5.17)$$

En combinant les relations (5.15) et (5.17), on obtient une expression de ΔE_{np} en fonction de l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$:

$$\Delta E_{np} = \Delta E_p \sqrt{1 - 4\cos^2\theta_0(1 - \cos^2\theta_0)} \quad (5.18)$$

La figure (5.2) représente ΔE_{np} en fonction de l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$: lorsque le mélange est maximum i.e $\cos^2\theta_0=0.5$, les états avant mélange sont dégénérés et $\Delta E_{np}=0$;

lorsque le mélange entre les états devient de plus en plus faible, l'écart en énergie entre les états avant mélange augmente.

En remplaçant dans l'équation (5.18), ΔE_p par 1365 keV et $\cos^2\theta_0$ par la valeur de 0.88 ± 0.05 déduite précédemment, on calcule une différence d'énergie des états 0^+ avant mélange :

$$\Delta E_{np} = 1037.4 \pm 136.5 \text{ keV} \quad (5.19)$$

La gamme en énergie ΔE_{np} balayée pour cette gamme d'amplitude de mélange 0.88 ± 0.05 est représentée en figure (5.2).

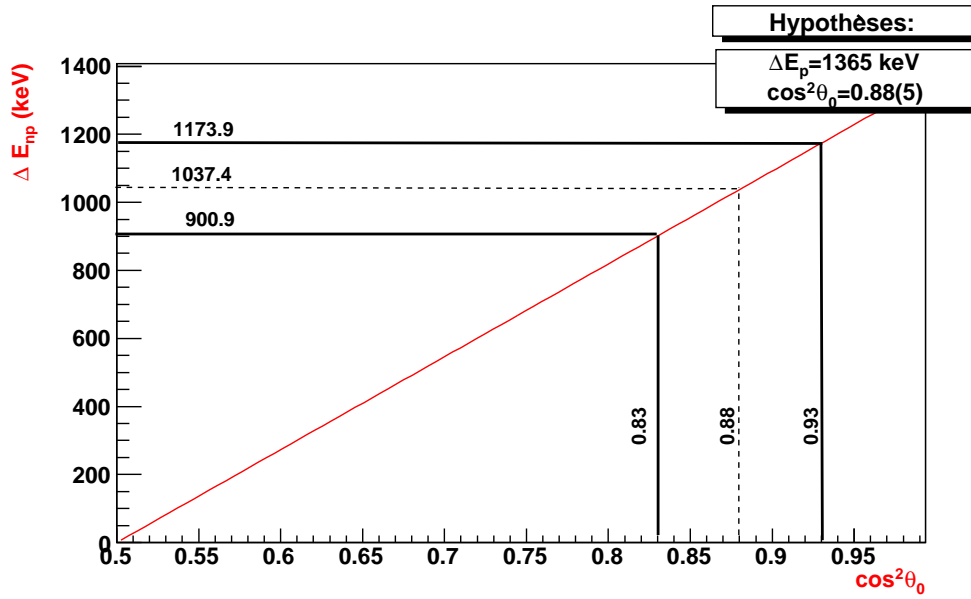


FIG. 5.2 – Ecart en énergie des états avant mélange ΔE_{np} en fonction de l'amplitude de mélange entre ces états, $\cos^2\theta_0$, dans un modèle simple de mélange à deux niveaux.

Cas 2 : l'élément de matrice $\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle$ est pris en compte

L'hypothèse faite précédemment, à savoir que l'élément de matrice $\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle$ est négligeable par rapport à l'élément de matrice $\langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle$, est assez forte. Supposons maintenant que :

$$\frac{\langle 0_D^+ || T(E2) || 2_D^+ \rangle}{\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle} = \pm\sqrt{q} \quad \text{ou que} \quad \frac{B(E2; 2_D^+ \rightarrow 0_D^+)}{B(E2; 2_S^+ \rightarrow 0_S^+)} = q \quad (5.20)$$

Les équations (5.8) et (5.9) se réécrivent :

$$\langle 0_1^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle = (\sin\theta_0 \sin\theta_2 \pm \cos\theta_0 \cos\theta_2 \sqrt{q}) \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle \quad (5.21)$$

$$\langle 0_2^+ || T(E2) || 2_1^+ \rangle = (\cos\theta_0 \sin\theta_2 \mp \sin\theta_0 \cos\theta_2 \sqrt{q}) \langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle \quad (5.22)$$

Et donc :

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = (\sin\theta_0 \sin\theta_2 \pm \cos\theta_0 \cos\theta_2 \sqrt{q})^2 |\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle|^2 \quad (5.23)$$

$$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = (\cos\theta_0 \sin\theta_2 \mp \sin\theta_0 \cos\theta_2 \sqrt{q})^2 |\langle 0_S^+ || T(E2) || 2_S^+ \rangle|^2 \quad (5.24)$$

$$\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)} = \left(\frac{\cos\theta_0 \sin\theta_2 \mp \sin\theta_0 \cos\theta_2 \sqrt{q}}{\sin\theta_0 \sin\theta_2 \pm \cos\theta_0 \cos\theta_2 \sqrt{q}} \right)^2 \quad (5.25)$$

En simplifiant le rapport des B(E2), on obtient :

$$\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)} = \left(\frac{\cotan\theta_0 \mp \cotan\theta_2 \sqrt{q}}{1 \pm \cotan\theta_0 \cotan\theta_2 \sqrt{q}} \right)^2 \quad (5.26)$$

L'angle de mélange entre les états 0^+ s'exprime alors comme :

$$\tan^2\theta_0 = \left(\frac{1 \mp \cotan\theta_2 \sqrt{q} \sqrt{R}}{\sqrt{R} \pm \cotan\theta_2 \sqrt{q}} \right)^2 \quad \text{où} \quad R = \frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)} \quad (5.27)$$

On obtient ainsi une relation entre l'angle de mélange (θ_0) entre les états 0^+ , le paramètre q , le rapport R et l'angle de mélange (θ_2) entre les états 2^+ . L'angle de mélange (θ_2) entre les états 2^+ n'est pas connu, de même pour le paramètre q ; seul le rapport R des B(E2) est connu expérimentalement.

Cependant, nous avons essayé d'estimer une valeur de q à partir de l'idée suivante : le ^{44}S étant un noyau de transition entre une région sphérique, représentée par le ^{50}Ca ⁵ et une région déformée, représentée par le ^{42}Si , on suppose alors que dans l'expression (5.20) :

- la probabilité $B(E2; 2_S^+ \rightarrow 0_S^+)$ peut être remplacée par la probabilité $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du ^{50}Ca connue expérimentalement à une valeur de $37.5 e^2 fm^4$.
- la probabilité $B(E2; 2_D^+ \rightarrow 0_D^+)$ peut être remplacée par la probabilité $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$

⁵Et pourquoi pas le ^{48}Ca ? Le ^{48}Ca est un noyau "moins" sphérique que le ^{50}Ca car son B(E2) est plus important dû au fait qu'à la fois les protons et les neutrons participent à l'excitation alors que dans le ^{50}Ca , seuls les neutrons participent et contribuent moins à la valeur du B(E2)

du ^{42}Si . Cette dernière n'a pas été mesurée mais est prédite à une valeur de $600\text{ }e^2\text{fm}^4$ par des calculs champ moyen réalisés par T. Otsuka [48] ainsi qu'à une valeur de $650\text{ }e^2\text{fm}^4$ par des calculs modèle en couches réalisés par F. Nowacki [49].

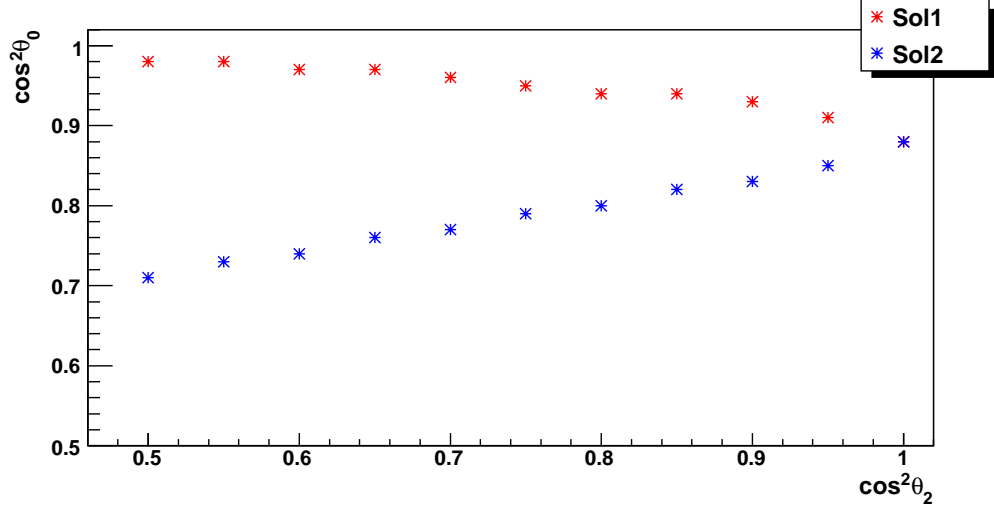


FIG. 5.3 – Amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$ des états 0^+ tracée en fonction de l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_2$ des états 2^+ . Il existe deux solutions pour l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$, l'une (Sol1) correspondant à la courbe du haut et l'autre (Sol2) correspondant à la courbe du bas.

Ainsi q s'écrit :

$$q = \frac{B(^{42}\text{Si } E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(^{50}\text{Ca } E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)} \left(\frac{50}{42}\right)^{4/3} \quad (5.28)$$

$$(5.29)$$

où le facteur $\left(\frac{50}{42}\right)^{4/3}$ correspond à la renormalisation du $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du ^{42}Si ($A=42$) à la masse du ^{50}Ca ($A=50$). En remplaçant $B(^{42}\text{Si } E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ par la valeur moyenne $625\text{ }e^2\text{fm}^4$ et $B(^{50}\text{Ca } E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ par $37.5\text{ }e^2\text{fm}^4$, on calcule une valeur de q égale à :

$$q = 21 \quad (5.30)$$

En remplaçant q par 21 dans l'expression (5.27) ainsi que $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ par $314(88)\text{ }e^2\text{fm}^4$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ par $42(13)\text{ }e^2\text{fm}^4$, on obtient une relation entre l'amplitude de mélange ($\cos^2\theta_0$) des états 0^+ et l'amplitude de mélange ($\cos^2\theta_2$) des états 2^+ .

Il existe deux solutions pour $\tan^2\theta_0$ d'après la formule (5.27) : l'une notée (Sol1) correspondant au signe moins devant $\cotan\theta_2$ au numérateur et au signe plus devant $\cotan\theta_0$ au

dénominateur, l'autre notée (Sol2) correspondant au signe plus devant $\cotan\theta_2$ au numérateur et au signe moins devant $\cotan\theta_0$ au dénominateur.

La figure (5.3) représente les deux solutions de l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_0$ en fonction de l'amplitude de mélange $\cos^2\theta_2$. Les valeurs prises par $\cos^2\theta_2$ vont de 0.5, mélange maximum entre les états 2^+ à 1, mélange nul où l'état 2_1^+ correspond à l'état pur 2_D^+ . La courbe la plus haute correspond aux valeurs (Sol1) de $\cos^2\theta_0$ et celle en dessous aux valeurs (Sol2) de $\cos^2\theta_0$. On observe deux courbes aux tendances opposées :

- pour un mélange nul entre les états 2^+ ($\cos^2\theta_2=1$), un mélange de 0.88 est obtenu pour les états 0^+ pour les deux courbes.
- Lorsque le mélange entre les états 2^+ augmente, on voit qu'en suivant la courbe (Sol1), le mélange entre les états 0^+ devient de plus en plus faible et se rapproche d'un mélange nul. En suivant la courbe (Sol2), on voit que le mélange entre les états 0^+ augmente jusqu'à une valeur $\cos^2\theta_0 = 0.7$ pour un mélange maximum entre les états 2^+ .

Dans ce modèle simple de mélange à deux niveaux, le mélange entre les états 0^+ ne peut être déterminé qu'en faisant des hypothèses à la fois sur le mélange entre les états 2^+ et sur le rapport q des probabilités de transition E2 sphérique et déformée. Un mélange des états 0^+ compris entre $\cos^2\theta_0 = 0.7$ et $\cos^2\theta_0 = 1$ a été obtenu. Un mélange faible $\cos^2\theta_0 = 0.88$ entre les états 0^+ est obtenu lorsque les états 2^+ ne sont pas mélangés. Il serait intéressant de déterminer expérimentalement le mélange entre les états 2^+ afin de contraindre le mélange entre les états 0^+ . Par exemple, en réalisant la spectroscopie au dessus de l'état isomère 0_2^+ pour rechercher la position en énergie du deuxième état 2^+ et ainsi pouvoir mesurer les probabilités de transition réduites E2 entre l'état 2_2^+ et les états $0_{1,2}^+$.

5.2 Calculs modèle en couches

Nous avons calculé avec le modèle en couches, l'énergie, les B(E2) et les moments quadrupolaires des états excités du ^{44}S . Le calcul modèle en couches a été réalisé en utilisant le code ANTOINE [50, 51] et en utilisant l'interaction SDPF_U [52]. Cette interaction est basée sur l'interaction SDPF_NR [16, 53] qui rend compte de l'évolution de la structure nucléaire entre N=20 et N=28, notamment elle a été ajustée pour reproduire :

- la diminution progressive entre $N=20$ et $N=28$ de l'énergie de séparation des orbitales protons $d3/2-s1/2$ dans les isotopes de potassium
- la réduction du gap $N=28$ d'environ 330 keV par paires de protons retirés du ^{48}Ca [15]
- l'énergie de l'état $3/2^-$ dans le ^{35}Si

Cette interaction a été améliorée pour devenir l'interaction SDPF_U afin, entre autres, de reproduire la faible énergie du premier état excité 2^+ dans le ^{42}Si . Les calculs modèle en couches ont été effectués en choisissant un espace de valence restreint aux couches sd pour les protons et aux couches fp pour les neutrons. Les probabilités de transition E2 ont été calculées en utilisant les charges effectives neutron et proton égales à 0.35 et 1.35 respectivement [52] pour cette région de masse avec l'interaction SDPF_U utilisée. Cela correspond aux charges effectives qui permettent la meilleure reproduction des propriétés quadrupolaires dans les espaces sd [54] et sdpf [52].

5.2.1 Energies des états 2_1^+ , 0_2^+ et 2_2^+

Les énergies des états 0_2^+ et $2_{1,2}^+$ calculés par le modèle en couches sont comparées aux valeurs expérimentales dans le tableau (5.1). Les états 2_1^+ , 0_2^+ sont prédits par le modèle en couches à une énergie inférieure aux valeurs expérimentales : 157 keV pour l'état 2_1^+ et 228 keV pour l'état 0_2^+ . De plus l'ordre des états 2_1^+ et 0_2^+ est inversé. Les énergies des états 2_1^+ et 0_2^+ sont reproduits à mieux que 250 keV, ce qui est très satisfaisant.

	$E_{exp.}$ (keV)	$E_{th.}$ (keV)
2_1^+	1329(1)	1172
0_2^+	1365(1)	1137
2_2^+		2140

TAB. 5.1 – Energies des états excités du ^{44}S mesurées expérimentalement (colonne 2) et calculées par le modèle en couches (colonne 3).

5.2.2 Probabilités de transition réduites E2

Les probabilités de transition réduites E2 calculées par le modèle en couches et comparées aux valeurs expérimentales sont regroupées dans le tableau (5.2) et représentées en figure (5.4). Une valeur de $365 e^2 fm^4$ est calculée pour le $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ qui est en accord avec la valeur expérimentale de $314(88) e^2 fm^4$ [8]. Une valeur plus grande, $95 e^2 fm^4$,

est calculée pour le $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ comparée à la valeur expérimentale $42(13) e^2 fm^4$. Cependant le modèle en couches reproduit correctement la diminution observée entre les valeurs expérimentales $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, avec un facteur 3.8 pour le modèle en couches et un facteur 7.5 pour l'expérience.

I_i^π	I_f^π	$B(E2 : I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)^{exp.} (e^2 fm^4)$	$B(E2 : I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)^{th.} (e^2 fm^4)$
0_1^+	2_1^+	42(13)	365
0_1^+	2_2^+		85
0_2^+	2_1^+		95
0_2^+	2_2^+		275
2_2^+	2_1^+		121

TAB. 5.2 – Probabilités de transition réduite $B(E2)$ en $e^2 fm^4$ mesurées expérimentalement et calculées avec le modèle en couches dans le ^{44}S .

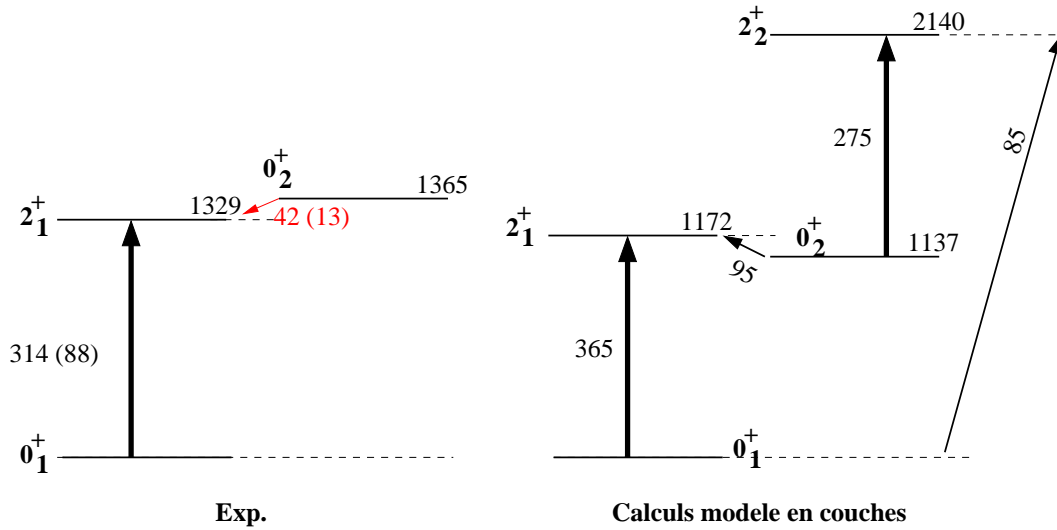


FIG. 5.4 – Schéma de niveau du ^{44}S expérimental et prédit par le modèle en couches. Les probabilités de transition réduite en $e^2 fm^4$ sont indiquées par des flèches d'épaisseur proportionnelle à la valeur.

5.2.3 Décomposition des états 0_1^+ et 0_2^+ sur les configurations modèle en couches

La décomposition en termes de configurations de particules des états 0_1^+ et 0_2^+ est donnée par le calcul modèle en couches. Dans le tableau (5.3) sont données les contributions

supérieures à 5% pour les neutrons et les protons en portant une attention particulière aux configurations de sauts protons au travers du gap $Z=14$ et de sauts neutrons au travers du gap $N=28$.

La comparaison des deux états 0^+ ne laissent pas apparaître de différence notable. On peut extraire en particulier que les fonctions d'onde ont environ 75% de configurations identiques. Dans les deux cas, la configuration proton majoritaire correspond à l'orbitale $d_{5/2}$ remplie (gap $Z=14$). En contraste, on peut aussi remarquer que la configuration neutron correspondant à la couche $f_{7/2}$ remplie (gap $N=28$) ne représente qu'un quart de la fonction d'onde tandis que la contribution majoritaire correspond à l'excitation de 2 neutrons au-delà du gap $N=28$.

La similitude entre les configurations des états 0_1^+ et 0_2^+ que nous venons de discuter ne

Etat 0_1^+ (%)	Configurations protons	Etat 0_2^+ (%)
71	$(d_{5/2})^6(s_{1/2})^x(d_{3/2})^{2-x}$	73
11	$(d_{5/2})^5(s_{1/2})^x(d_{3/2})^{3-x}$	11
11	$(d_{5/2})^4(s_{1/2})^x(d_{3/2})^{4-x}$	9
Configurations neutrons		
25	$(f_{7/2})^8(p_{3/2})^0(p_{1/2})^0(f_{5/2})^0$	27
9	$(f_{7/2})^7(p_{3/2})^x(p_{1/2})^y(f_{5/2})^{1-x-y}$	7
44	$(f_{7/2})^6(p_{3/2})^x(p_{1/2})^y(f_{5/2})^{2-x-y}$	46
9	$(f_{7/2})^5(p_{3/2})^x(p_{1/2})^y(f_{5/2})^{3-x-y}$	11
5	$(f_{7/2})^4(p_{3/2})^x(p_{1/2})^y(f_{5/2})^{4-x-y}$	3

TAB. 5.3 – Décomposition des états 0^+ en configurations modèle en couches.

permet pas d'expliquer la différence entre les $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ observée à la fois expérimentalement et avec les calculs modèle en couches. Afin de comprendre cette différence entre les $B(E2)$, nous avons regardé :

- les contributions protons et neutrons au calcul des $B(E2)$
- le recouvrement entre l'état 2_1^+ et les états 0^+ en termes de couplage de spins proton-neutron
- la distribution de force quadrupolaire des deux états 0^+ sur les différents états 2^+ du ^{44}S

Contributions protons et neutrons au calcul des $B(E2)$

La probabilité de transition réduite $B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ est définie comme :

$$B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{\mu M_f} < J_f M_f | \hat{T}(E2)_\mu | J_i M_i >^2 \quad (5.31)$$

où l'opérateur de transition $\hat{T}(E2)_\mu$ s'exprime, d'après la théorie de l'électromagnétisme, comme :

$$\hat{T}(E2)_\mu = \sum_{i=1}^A e_i r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) \quad (5.32)$$

où la somme sur i est effectuée sur les A nucléons du noyau, e_i est la charge effective, r_i est la distance du nucléon i au centre du noyau et $Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i)$ sont les harmoniques sphériques pour un moment angulaire $L=2$. Lorsque les nucléons sont des neutrons, la charge effective est notée e_n et vaut $0.35e$. Lorsque ce sont des protons, la charge effective est notée e_p et vaut $1.35e$. Afin de savoir quel type de nucléons (protons ou neutrons) contribue le plus à la différence observée entre les $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ déterminés par le modèle en couches, nous avons calculé les $B(E2)$ relatifs à un type de nucléons pour les deux transitions $E2$:

- $B^\nu(E2)$ a été calculé en imposant $e_p = 0$
- $B^\pi(E2)$ a été calculé en imposant $e_n = 0$

Les valeurs de $B^\nu(E2)$ et $B^\pi(E2)$ calculées ainsi que leur rapport sont regroupés dans le tableau (5.4). On voit tout d'abord que pour les deux transitions, la contribution "protons" est plus importante que la contribution "neutrons", ce qui est conforme à ce que l'on attend. De plus, la contribution "protons" au $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ est six fois plus élevée que celle au $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ alors que celle dûe aux neutrons est seulement deux fois plus élevée. Ainsi la différence entre les $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ est principalement dûe aux protons.

I_i^π	I_f^π	$B^\nu(E2)$	$B^\pi(E2)$	$B(E2)$
0_1^+	2_1^+	42	164	365
0_2^+	2_1^+	20	27	95
Rapport		2.1	6.1	3.8

TAB. 5.4 – Probabilités de transition réduite $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ en $e^2 fm^4$ calculées en prenant séparément les contributions neutrons et protons.

Décomposition des deux états 0^+ en couplage de spins protons-neutrons

Regardons la décomposition des états 0_1^+ et 0_2^+ en terme de couplage de spins protons-

neutrons et comparons les à celle de l'état 2_1^+ . Ces décompositions apparaissent ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 |0_1^+ > &= 0.77 (0_p^+ 0_n^+) + 0.57 (2_p^+ 2_n^+) + 0.22 (4_p^+ 4_n^+) + 0.17 \text{ autres} \\
 |0_2^+ > &= 0.75 (0_p^+ 0_n^+) + 0.62 (2_p^+ 2_n^+) + 0.21 (4_p^+ 4_n^+) + 0.12 \text{ autres} \\
 |2_1^+ > &= 0.61 (0_p^+ 2_n^+) + 0.5 (2_p^+ 0_n^+) + 0.4 (2_p^+ 2_n^+) + 0.35 (2_p^+ 4_n^+) + 0.17 (4_p^+ 2_n^+) \\
 &\quad + 0.14 (4_p^+ 4_n^+) + 0.22 \text{ autres}
 \end{aligned}$$

Les états 0_1^+ et 0_2^+ ont des décompositions similaires : 59% et 56% (amplitudes au carré) correspondent au couplage de deux spins 0^+ pour l'état 0_1^+ et l'état 0_2^+ respectivement, 32 et 38% au couplage de deux spins 2^+ , 5 et 4% au couplage de deux spins 4^+ , les pourcentages restants 3 et 1% correspondent à des couplages de plus haut spin.

Distribution de force quadrupolaire des états 0^+ sur les états 2^+

Regardons la distribution de force quadrupolaire des états 0_1^+ et 0_2^+ sur les différents états 2^+ excités du ^{44}S . Pour cela, exprimons l'opérateur quadrupolaire \hat{Q} :

$$e\hat{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \hat{T}(E2)_{\mu=0} \quad (5.33)$$

$$= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A e_i r_i^2 Y_{20}(\theta_i, \phi_i) \quad (5.34)$$

En appliquant cet opérateur sur les états 0_1^+ et 0_2^+ , on obtient les décompositions suivantes sur les différents états 2^+ excités du ^{44}S :

$$\begin{aligned}
 \hat{Q} |0_1^+ > &= 0.8 |2_1^+ > + 0.4 |2_2^+ > + \text{autres} \\
 \hat{Q} |0_2^+ > &= 0.4 |2_1^+ > + 0.71 |2_2^+ > + \text{autres}
 \end{aligned}$$

On voit que pour l'état 0_1^+ , plus de la moitié de la force quadrupolaire (64%) se trouve sur l'état 2_1^+ alors que pour l'état 0_2^+ , il s'agit seulement de 16% de la force, la moitié se trouvant sur l'état 2_2^+ . On retrouve bien la différence de $B(E2)$ calculée entre les deux transitions $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ et $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

En résumé, nous avons obtenu que :

- la différence de $B(E2)$ calculée est due principalement à l'action des protons.

- les décompositions en configurations modèle en couches ainsi qu'en couplage de spins $\pi - \nu$ sont similaires pour les états 0_1^+ et 0_2^+ .
- on retrouve cette différence de $B(E2)$ en regardant les distributions de force quadrupolaire des états 0^+ sur les états 2^+ .

Afin d'observer la structure des états au-delà des 2^+ et d'obtenir des informations sur la structure du ^{44}S , nous avons étendu les calculs modèle en couches à des états excités plus élevés.

5.2.4 Extension des calculs à des états excités plus élevés afin d'observer des structures déformées

Les états de spin 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ ont été calculés jusqu'au spin 0_3^+ , 2_3^+ , 4_3^+ et 6_3^+ respectivement et les énergies correspondantes sont récapitulées dans le tableau (5.5).

I_i^π	Energie (MeV)
0_1^+	0
0_2^+	1.137
2_1^+	1.172
2_2^+	2.140
2_3^+	2.456
4_1^+	2.568
4_2^+	2.732
0_3^+	3.295
4_3^+	3.731
6_1^+	4.720
6_2^+	4.911
6_3^+	5.242

TAB. 5.5 – Energies des états excités 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ du ^{44}S calculées avec le modèle en couches.

Les probabilités de transition $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ ainsi que le moment quadrupolaire spectroscopique Q de chaque état ont été calculés et les valeurs apparaissent dans le tableau (5.6). A partir de Q , on peut calculer le moment quadrupolaire intrinsèque statique Q_0^s de chaque état selon la formule (5.35) :

$$Q_0^s = \frac{(I_i + 1)(2I_i + 3)}{3K^2 - I_i(I_i + 1)} Q \quad (5.35)$$

où K représente la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie et I_i le spin de l'état. Q_0^s donne une information sur la déformation du noyau et dans le cas d'une

déformation axiale, on obtient la relation suivante au second ordre :

$$Q_0^s = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z(r_0 A^{1/3})^2 \beta (1 + \sqrt{\frac{5}{64\pi}} \beta) \quad (5.36)$$

où $r_0=1.2$ fm et β la déformation du noyau. A partir de la valeur du $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$, nous pouvons aussi calculer le moment quadrupolaire intrinsèque transitionnel Q_0^t selon la formule suivante :

$$Q_0^t = \left(\frac{16\pi}{5} \frac{B(E2; I_i \rightarrow I_f)}{< I_i K 20 | I_f 0 >^2} \right)^{1/2} \quad (5.37)$$

où K représente la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie et I_i , I_f représentent respectivement les spins des états initial et final.

Nous avons identifié une structure construite sur l'état fondamental et constitué des états 2_1^+ , 4_2^+ et 6_2^+ comme représentée en figure (5.5). Elle possède les caractéristiques suivantes :

- les états de la bande sont reliés par de fortes transitions E2 (flèches noires en figure (5.5))
- le long de la bande le moment quadrupolaire intrinsèque statique Q_0^s calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique Q selon la formule (5.35) est constant à 4% près et de signe constant (cf. tableau (5.6))
- le moment quadrupolaire intrinsèque transitionnel Q_0^t calculé à partir du $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ selon la formule (5.37) est constant dans la bande et égal au moment quadrupolaire intrinsèque statique Q_0^s (cf. tableau (5.6))

Ces caractéristiques sont celles d'une bande rotationnelle et nous pouvons ainsi calculer la déformation axiale β associée à cette bande à partir de la relation (5.36). Nous obtenons une déformation $\beta = 0.25$. Cette valeur est en accord avec celle calculée en valeur absolue par Glasmacher et al. [8] à partir du B(E2) sous l'hypothèse d'un noyau déformé axialement : (0.26 ± 0.4) .

Pour l'état 0_2^+ , il n'y pas de bande clairement identifiée :

- l'état 2_2^+ est connecté à l'état 0_2^+ par une transition E2 importante, $55 e^2 fm^4$ mais il est aussi relié aux états 0_1^+ et 2_1^+ par des transitions E2 non négligeables, $17 e^2 fm^4$ et $24 e^2 fm^4$ (cf. tableau (5.6))
- Aucun état 4^+ relié à l'état 2_2^+ avec une forte transition E2 a été trouvée

I_i^π	I_f^π	$B(E2 : I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi) (e^2 fm^4)$	$Q(I_i^\pi) (efm^2)$	$Q_0^s(I_i^\pi) (efm^2)$	$Q_0^t(I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi) (efm^2)$
2_1^+	0_1^+	72.9	-16.02	56.06	60.52
	0_2^+	19			
	0_3^+	0.09			
2_2^+	2_1^+	24.2	1.78	-6.22	52.61
	0_1^+	17.2			
	0_2^+	55.1			
	0_3^+	7.9			
2_3^+	2_2^+	77.5	-3.69		
	2_1^+	18.6			
	0_1^+	0.09			
	0_2^+	3.7			
	0_3^+	2.8			
4_1^+	2_1^+	0.74	21.46		
	2_2^+	1.6			
	2_3^+	7.2			
4_2^+	4_1^+	5.7	-21.17	58.21	62.55
	2_1^+	111.2			
	2_2^+	8.4			
	2_3^+	4.9			
4_3^+	4_2^+	0.4	21.06		
	4_1^+	14.2			
	2_1^+	0.01			
	2_2^+	0.11			
	2_3^+	1.6			
6_1^+	4_1^+	29.1	3.55		
	4_2^+	1.3			
	4_3^+	0.03			
6_2^+	6_1^+	2.1	-21.55	53.89	61.60
	4_1^+	0.11			
	4_2^+	118.8			
	4_3^+	0.41			
6_3^+	6_2^+	14.4995	29.01		
	6_1^+	20.3			
	4_1^+	5.8			
	4_2^+	4.3			
	4_3^+	0.25			

TAB. 5.6 – Probabilités de transition réduite $B(E2 : I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)$ et moments quadrupolaires spectroscopiques Q_S calculés pour les états excités 0^+ , 2^+ , 4^+ et 6^+ du ^{44}S dans le modèle en couches. Les moments quadrupolaires intrinsèques Q_I ont seulement été calculés pour les états de la bande construite sur le fondamental 0_1^+ et pour l'état 2_2^+ .

En supposant que l'état 2_2^+ soit construit sur l'état 0_2^+ et à partir de la relation (5.36), nous calculons une déformation β presque nulle : $\beta=-0.03$.

Dans ces calculs, il apparaît que le fondamental 0_1^+ correspondrait à une configuration déformée prolata ($\beta=0.25$) tandis que l'état excité 0_2^+ correspondrait plutôt à une configuration de noyau sphérique.

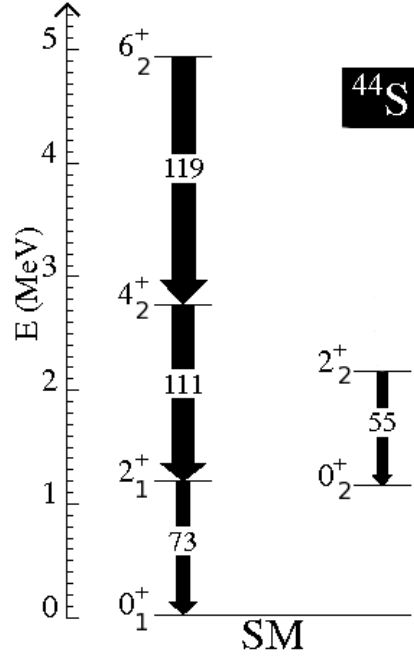


FIG. 5.5 – Bandes rotationnelles dans le ^{44}S calculées dans le modèle en couches.

5.3 Calculs champ moyen

En 2000, S. Péru et al. [12] ont calculé l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation β . La courbe d'énergie potentielle est représentée en partie gauche de la figure (5.6). Deux minimums prolata-oblate ($\beta_1=-0.2$, $\beta_1=0.3$) peu profonds (230 keV et 520 keV) et séparés de quelques centaines de keV sont obtenus. Les états collectifs 0_1^+ , 0_2^+ , 2_1^+ et 4_1^+ ont été calculés en appliquant la technique du mélange de configurations basée sur la méthode de la coordonnée génératrice. La surface d'énergie potentielle obtenue (représentation dans le plan $(\beta-\gamma)$) est montrée en figure (5.6). Les états 0_1^+ , 0_2^+ , 2_1^+ et 4_1^+ sont trouvés triaxiaux avec une déformation γ moyenne de 30° . Les états collectifs calculés apparaissent aussi sur la courbe d'énergie potentielle en fonction de la déformation β . On voit que ces états ne sont pas du tout localisés dans ces puits.

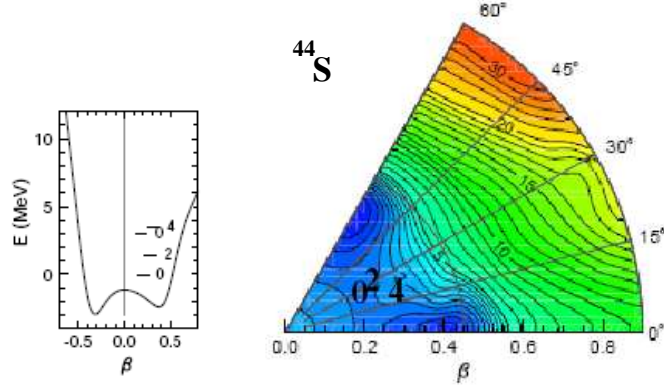


FIG. 5.6 – A gauche, énergie potentielle du noyau ^{44}S tracée en fonction de la déformation axiale β . A droite, énergie potentielle du noyau ^{44}S calculée dans le plan de déformation (β, γ) dans la théorie champ moyen HFB prenant en compte le mélange de configurations [12]. Les lignes équipotentielles sont séparées par intervalle de 1 MeV.

Nous pouvons cependant faire un certain nombre de remarques sur ces calculs. Tout d'abord, le second état 0^+ est trouvé à une énergie beaucoup trop haute, de l'ordre de 4 MeV d'énergie d'excitation. Cette différence peut être interprétée comme provenant d'un mauvais calcul de la masse "vibrationnelle" qui correspond à une résistance du noyau par rapport au degré de liberté de la vibration. Or une augmentation de cette masse va avoir pour effet de "re-localiser" les états 0^+ à l'intérieur des puits de potentiel. Un calcul amélioré de la masse vibrationnelle permet de gagner environ 1 MeV sur la position du 0_2^+ , ce qui est encore insuffisant. Une solution consisterait à faire un vrai calcul de masse avec la théorie RPA mais c'est un processus long car il doit se faire pour chaque déformation β . En conclusion, il semble que le noyau de ^{44}S , de part sa structure particulière de coexistence, nécessite des calculs champ moyen plus aboutis que ceux réalisés jusqu'ici. En particulier, on peut penser qu'une plus grande masse vibrationnelle est nécessaire pour avoir une énergie d'excitation plus basse pour le 0_2^+ et qu'elle va avoir pour effet de mieux localiser les états 0^+ et par la même de rendre ce noyau moins sensible à la triaxialité.

5.4 Interprétations de la valeur de la force de transition $E0$, ρ^2

Systematiques

Kibédi et al. [55] ont rassemblé les données expérimentales obtenues sur les transitions

$E0$ ($0_f^+ \rightarrow 0_i^+$) dans les noyaux de la carte nucléaire jusqu'en mars 2004 et ont recalculé les grandeurs $X(E0/E2)$ et ρ^2 à partir des intensités déduites expérimentalement et les coefficients de conversion et facteurs électroniques les plus récents. Les figures (5.7), (5.8) et (5.9) sont extraites de la référence [55] et sur lesquelles nous avons représenté les valeurs expérimentales obtenues pour le ^{44}S , indiquées par des flèches.

La figure (5.7) représente, de haut en bas, les énergies des états 0_2^+ , 2_1^+ et 3_1^- de ces données compilées en fonction du nombre de neutrons. On voit apparaître la structure en couches des noyaux aux nombres de neutrons magiques. L'énergie 2_1^+ du ^{44}S est d'une valeur comparable aux noyaux de la même région N, par contre, l'état 0_2^+ se trouve à une énergie beaucoup plus faible.

La figure (5.8) représente le rapport sans dimension $X(E0/E2)$ et la force de transition monopolaire ρ^2 en fonction du nombre de masse A . La valeur de ρ^2 obtenue pour le ^{44}S se situe dans la limite inférieure des valeurs de ρ^2 obtenues dans la même région de masse. Pour pouvoir comparer les forces de transition obtenues pour des noyaux de masse A différentes, il faut corriger celles-ci de leur dépendance en masse. Des considérations simples de modèle en couches suggèrent que $X(E0/E2)$ et ρ^2 devraient être proportionnels à $A^{-2/3}$.

La figure (5.9) représente le rapport sans dimension $X(E0/E2)$ et la force de transition monopolaire ρ^2 multipliés par le facteur $A^{-2/3}$ en fonction du nombre de masse A . La valeur de ρ^2 obtenue pour le ^{44}S (indiqué par une flèche sur la figure) se situe dans la limite inférieure des valeurs de ρ^2 obtenues pour les autres noyaux.

Interprétation dans le modèle en couches

Dans l'image modèle en couches, les états 0^+ "une particule-un trou" se trouvent haut en énergie puisqu'il est nécessaire de sauter deux couches (résonance monopolaire géante). Ainsi, les états 0^+ les plus bas en énergie sont des excitations deux particules-deux trous. Comme les transitions $E0$ représentent un changement dans le rayon de charge moyen, elles peuvent seulement avoir lieu dans le cas d'excitations de deux protons. De plus, ces transitions $E0$ doivent connecter des couches d'oscillateur harmonique différentes sinon il n'y a pas de changements dans le rayon de charge moyen. Il faut aussi prendre en compte le mélange des états de l'oscillateur harmonique car dans le noyau les nucléons n'occupent pas les états de l'oscillateur harmonique mais une combinaison linéaire de ces états.

Bohr et Mottelson [29] ont défini une valeur "single-particle" de ρ^2 qui correspond à une transition entre les couches de l'oscillateur différant d'une unité et en supposant un mélange maximum. La valeur "single-particle" de ρ^2 s'exprime comme :

$$\rho^2(s.p.) = 0.49 A^{-2/3}$$

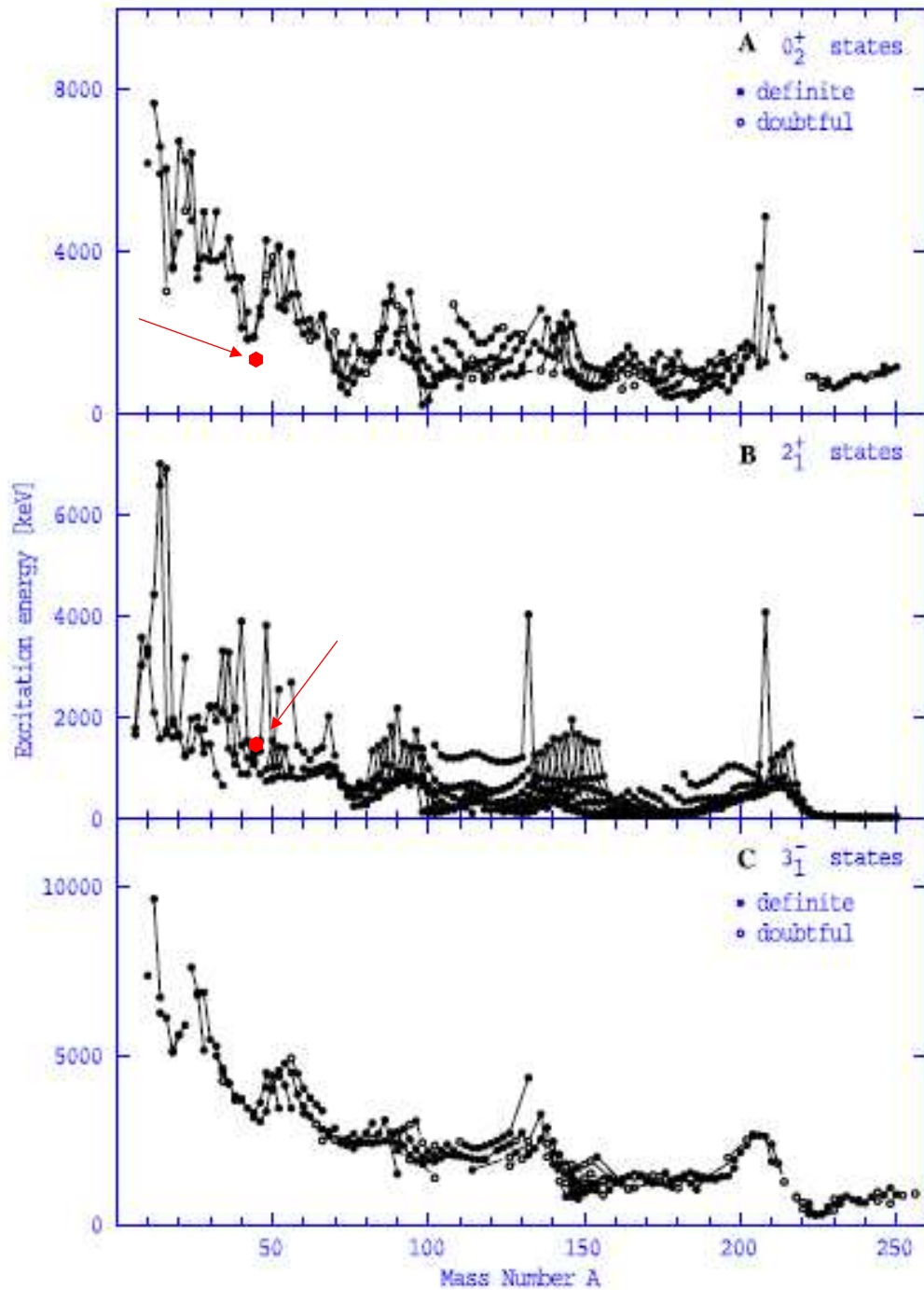


FIG. 5.7 – Energie des états excités 0_2^+ , 2_1^+ et 3_1^- dans les noyaux pair-pair en fonction du nombre de neutrons N. Le point rouge correspond aux énergies 2_1^+ et 0_2^+ du ^{44}S .

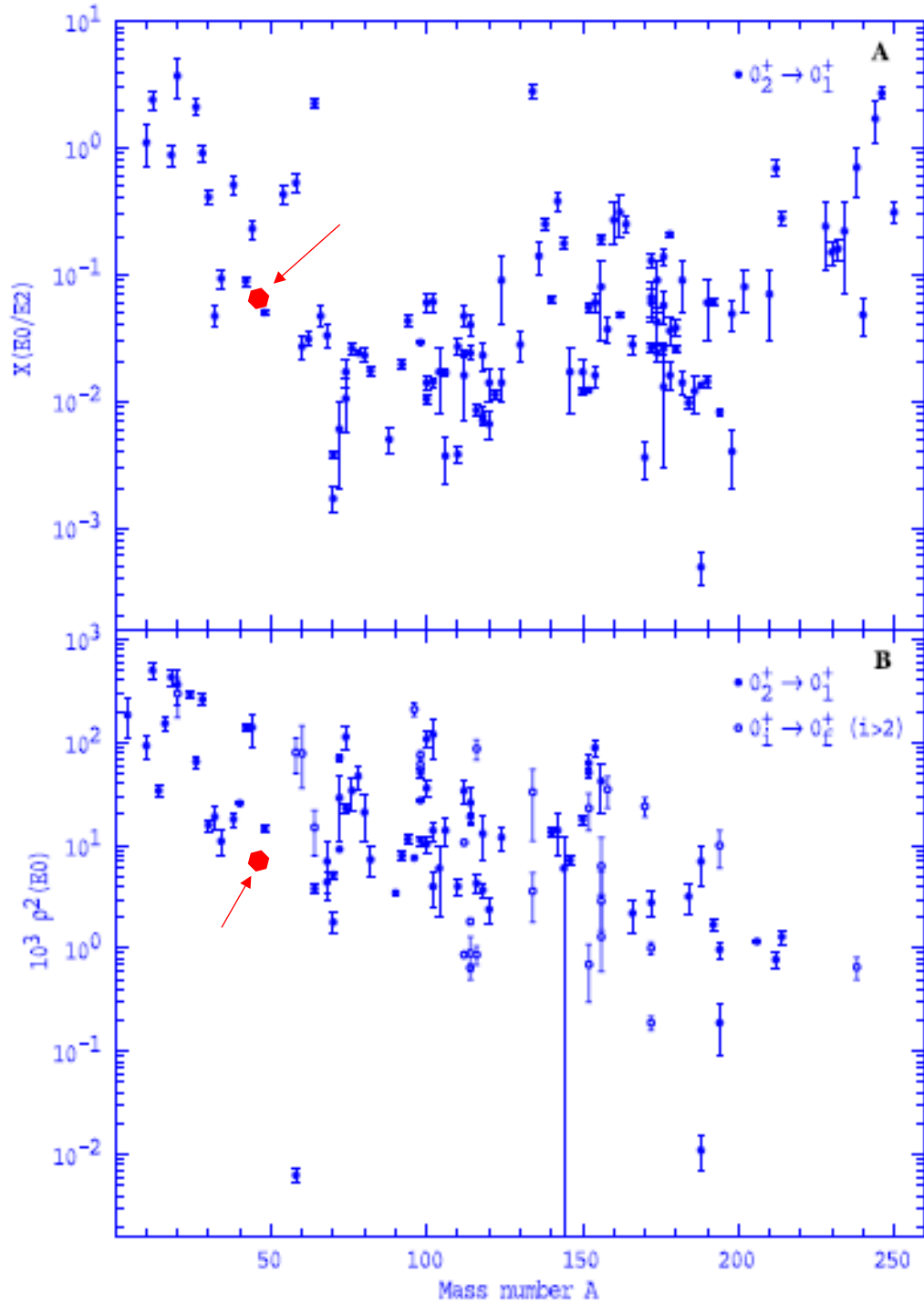


FIG. 5.8 – Le haut de la figure représente le rapport des probabilités de transition $E0$ et $E2$, $X(E0/E2)$, pour des transitions $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ en fonction du nombre de masse A . La figure du bas représente la force de transition monopolaire ρ^2 en milli-units pour des transitions $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ (cercles pleins) et pour des transitions $0_i^+ \rightarrow 0_f^+$ avec $i > 2$ (cercles creux). Le point rouge correspond au $X(E0/E2)$ et ρ^2 obtenus pour le ^{44}S .

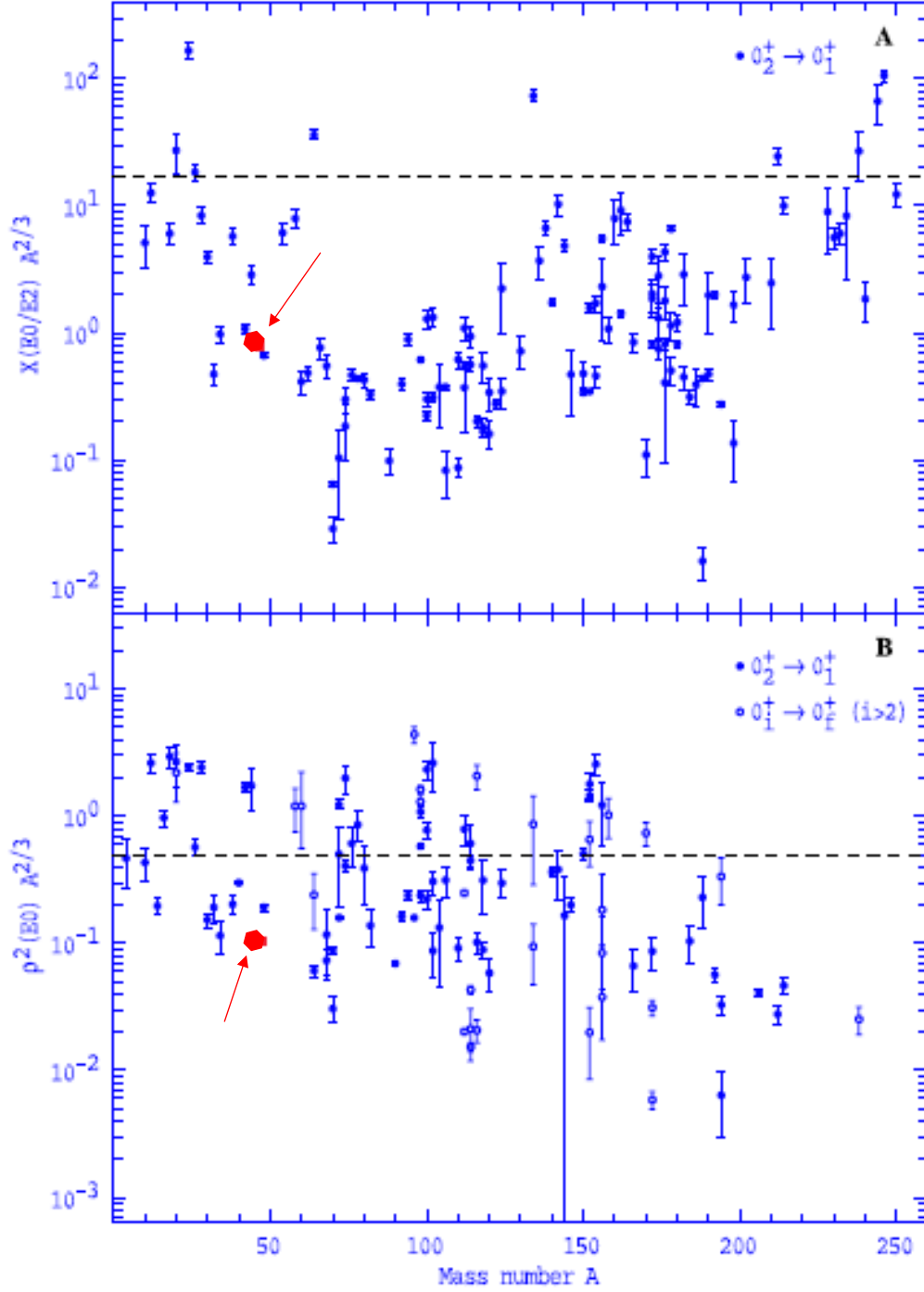


FIG. 5.9 – Le haut de la figure représente $X(E0/E2)A^{2/3}$, pour des transitions $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ en fonction du nombre de masse A. La figure du bas représente la force de transition monopolaire ρ^2 en milli-units pour des transitions $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ (cercles pleins) et pour des transitions $0_i^+ \rightarrow 0_f^+$ avec $i > 2$ (cercles creux). Le point rouge correspond au $X(E0/E2)A^{2/3}$ et $\rho^2 A^{2/3}$ obtenus pour le ^{44}S

Pour le ^{44}S , elle vaut 39 mill-units. La valeur de ρ^2 obtenue expérimentalement est beaucoup plus petite et se comprend par l'idée suivante :

dans le cas du ^{44}S , la transition $E0$ relie deux états 0^+ de configurations "single-particle" protons et neutrons similaires et appartenant à des couches d'oscillateur identiques, ce qui explique la faible valeur obtenue pour la force de transition monopolaire.

Interprétation dans le modèle collectif géométrique

Comme expliqué au chapitre 1, la force de transition monopolaire dans le modèle collectif géométrique est reliée aux déformations des états 0^+ avant mélange par la formule suivante :

$$\rho^2 = \left(\frac{3Z}{4\pi} \right)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[\beta_1^2 - \beta_2^2 + \frac{5\sqrt{5}}{21\sqrt{\pi}} (\beta_1^3 \cos 3\gamma_1 - \beta_2^3 \cos 3\gamma_2) \right]^2 \quad (5.38)$$

où $\cos \theta$ et $\sin \theta$ sont les angles de mélange des états physiques 0^+ :

$$\begin{aligned} |0_1^+ \rangle &= \cos \theta |0_I^+ \rangle + \sin \theta |0_{II}^+ \rangle \quad \text{où} \quad \cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1 \\ |0_2^+ \rangle &= -\sin \theta |0_I^+ \rangle + \cos \theta |0_{II}^+ \rangle \end{aligned}$$

et β et γ les paramètres de déformation des états avant mélange 0_I^+ et 0_{II}^+ . A partir de notre valeur de $\rho^2 = 8.7 \pm 0.7$ mu et en supposant le mélange (0.88 ± 0.05) déduit du rapport des $B(E2)$ expérimentaux dans le modèle de mélange à deux niveaux, nous avons calculé les déformations obtenues, dans le cas d'une coexistence de formes sphérique-prolate ($\beta_1=0$ et $\gamma_1=\gamma_2=0^\circ$) et dans le cas d'une coexistence de formes prolate-oblate ($\gamma_1=0^\circ$ et $\gamma_2=60^\circ$). Les résultats sont regroupés dans le tableau (5.7).

Dans le cas d'une coexistence de formes sphérique-prolate, nous obtenons une déformation de 0.27 ± 0.03 qui correspond en valeur absolue à la déformation déduite par T. Glasmacher et al. [8] ($|\beta|=0.26 \pm 0.04$) et qui est proche de celle prédite par le modèle en couches (0.25). Dans le cas d'une coexistence de formes prolate-oblate, nous avons calculé la déformation β_2 pour trois valeurs de β_1 : 0.10, 0.20 et 0.30 et nous obtenons des déformations β_2 importantes.

Coexistence sphérique-prolate			
$\rho^2 * 10^{-3}$	$\cos^2 \theta$	β_1	β_2
8.7 ± 0.7	0.88 ± 0.05	0	0.27 ± 0.03
Coexistence prolate-oblate			
$\rho^2 * 10^{-3}$	$\cos^2 \theta$	β_1	β_2
8.7 ± 0.7	0.88 ± 0.05	0.10	0.32 ± 0.04
		0.20	0.37 ± 0.03
		0.30	0.46 ± 0.03

TAB. 5.7 – Déformations calculées à partir de la force de transition monopolaire $\rho^2 = 8.7 \pm 0.7$ mu et pour un mélange de 0.88 ± 0.05 déterminé à partir du rapport des B(E2) expérimentaux dans le modèle simple de mélange à deux niveaux, dans le cas d'une coexistence sphérique-prolate et d'une coexistence prolate-oblate.

Conclusion

Ce travail de thèse se situe dans la continuité de l'étude de la fermeture de couches $N=28$ dans les noyaux exotiques riches en neutrons. Comme je vous l'ai montré, le caractère magique de $N=28$ est perdu en dessous du ^{48}Ca , ce qui permet à la collectivité de s'installer et à la déformation d'apparaître. Les calculs théoriques prédisent la présence d'une coexistence de formes dans le ^{44}S , qui apparaît comme un noyau de transition entre une région sphérique représentée par les $^{48,50}\text{Ca}$ et une région déformée représentée par le ^{42}Si . La découverte en 2005 d'un second état 0^+ [25] proche en énergie du fondamental est venue renforcer cette hypothèse de coexistence de formes. Ce travail de thèse a eu pour but d'étudier cette coexistence de formes. Pour cela, nous avons réalisé une expérience dans laquelle le ^{44}S a été produit dans son état 0_2^+ et les produits de décroissance détectés. A partir de la détermination du rapport d'embranchement, nous avons calculé la probabilité de transition réduite $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et la force de transition monopolaire $\rho^2(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$, qui nous renseignent sur le mélange des états 0^+ et les déformations de ces états.

Nous avons déterminé le mélange entre les états 0^+ dans un modèle simple à deux niveaux, à partir de la probabilité de transition $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ déterminée dans cette expérience et celle $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ mesurée par T. Glasmacher et al. [8]. Dans ce modèle, les états avant mélange correspondent à une configuration sphérique et à une configuration déformée. Le mélange obtenu dépend du mélange entre les états 2^+ et est compris entre $\cos^2\theta_0=0.7$ et $\cos^2\theta_0=1$ où la première valeur indique que 70% de la fonction d'onde de l'état 0_1^+ correspond à une configuration déformée et la seconde valeur indique que 100% de la fonction d'onde de l'état 0_1^+ correspond à une configuration déformée. Nous avons ensuite comparé nos résultats expérimentaux aux calculs modèle en couches. Ces derniers reproduisent la différence de $B(E2)$ observée entre l'état 2_1^+ et les états $0_{1,2}^+$. Les décompositions similaires des états 0_1^+ et 0_2^+ sur les orbitales protons-neutrons et en couplage de spins protons-neutrons ne permettent pas d'expliquer cette différence. Cependant, nous avons identifié que ce sont les protons qui contribuent le plus à cette différence. En étendant les

calculs au delà des états 2^+ , nous avons identifié la présence d'une bande rotationnelle construite sur l'état fondamental, de déformation prolata $\beta=0.25$ mais aucune structure construite sur l'état 0_2^+ indiquant que ce dernier est plutôt sphérique. Ainsi une coexistence de formes prolata-sphérique est prédite dans le ^{44}S . Les calculs champ moyen, quant à eux, prédisent plutôt une coexistence de formes prolata-oblate. La force de transition monopolaire $\rho^2(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ nous donne aussi des informations sur les déformations des états $0_{1,2}^+$. La valeur obtenue est faible par rapport à celles mesurées dans la même région de masse. Dans le modèle en couches, on peut expliquer cette faible valeur par le fait que la transition E0 a lieu entre deux états 0^+ de configurations protons-neutrons similaires et provenant de la même couche d'oscillateur harmonique. Dans le modèle collectif géométrique, ρ^2 est relié aux déformations β_1, β_2 des états $0_{1,2}^+$ et au mélange de ces états. En supposant une coexistence de formes sphérique($\beta_1 = 0$)-prolate, nous avons calculé une déformation β_2 de 0.27 qui est compatible avec la valeur obtenue dans le calcul modèle en couches.

D'autres contraintes expérimentales seraient bienvenues afin de déterminer plus précisément le type de coexistence dans le ^{44}S et le mélange entre les premier et second états 2^+ . Par exemple, en réalisant la spectroscopie au dessus de l'état isomère afin de localiser en énergie l'état 2_2^+ ce qui permettrait de mesurer les probabilités de transition réduite $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ et $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_2^+)$.

Annexe A

Interprétation du spectre $\Delta E_{\text{rot1}} - \Delta E_{\text{rot2}}$

L'analyse du spectre $\Delta E_{\text{rot1}} - \Delta E_{\text{rot2}}$ permet de distinguer les ions lourds qui ont traversé les deux détecteurs Erots de ceux qui s'y sont arrêtés. Ici, je décris comment identifier les événements qui correspondent à une traversée des deux détecteurs Erot et ceux qui s'y sont arrêtés.

Le schéma (A.1) illustre le passage d'une particule dans Erot1/2 dans quatre situations où l'énergie de la particule augmente :

- situation 1 : particule d'énergie E_1 s'arrêtant dans Erot1
- situation 2 : particule d'énergie E_2 supérieure à E_1 traversant Erot1 et s'arrêtant à l'entrée de Erot2
- situation 3 : particule d'énergie E_3 supérieure à E_2 s'arrêtant à la sortie de Erot2
- situation 4 : particule d'énergie E_4 supérieure à E_3 traversant Erot2

Ces quatre situations correspondent à quatre points précis sur la matrice $\Delta E_{\text{rot1}} - \Delta E_{\text{rot2}}$ (cf. figure (A.2)) :

- Situation 1 : la particule s'arrête dans Erot1, ainsi la perte d'énergie dans Erot2 est nulle et celle dans Erot1 équivaut à l'énergie totale E_1 de la particule. Cette situation correspond au point (1) sur la matrice $\Delta E_{\text{rot1}} - \Delta E_{\text{rot2}}$ (figure (A.2)).
- Situation 2 : la perte d'énergie dans Erot1 diminue car la particule le traverse mais la perte d'énergie dans Erot2 augmente car la particule s'arrête dans Erot2 (point (2) sur la figure (A.2)).
- Situation 3 : la particule s'arrête à la sortie de Erot2. La perte d'énergie dans Erot1 a diminué et la perte d'énergie dans Erot2 a augmenté, elle correspond au maximum

d'énergie perdue. Cette situation correspond au point (3) en figure (A.2).

- Situation 4 : la particule traverse Erot1 et Erot2. Les pertes d'énergie dans Erot1 et Erot2 diminuent (point (4) sur la figure (A.2))

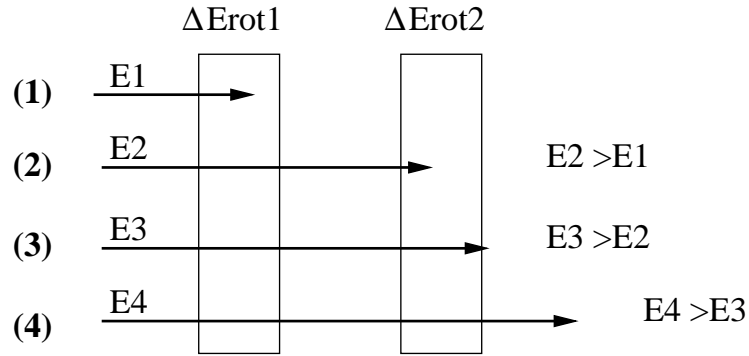


FIG. A.1 – Schéma illustrant la traversée d'un noyau dans les détecteurs Erot1/2 en fonction de son énergie à l'entrée.

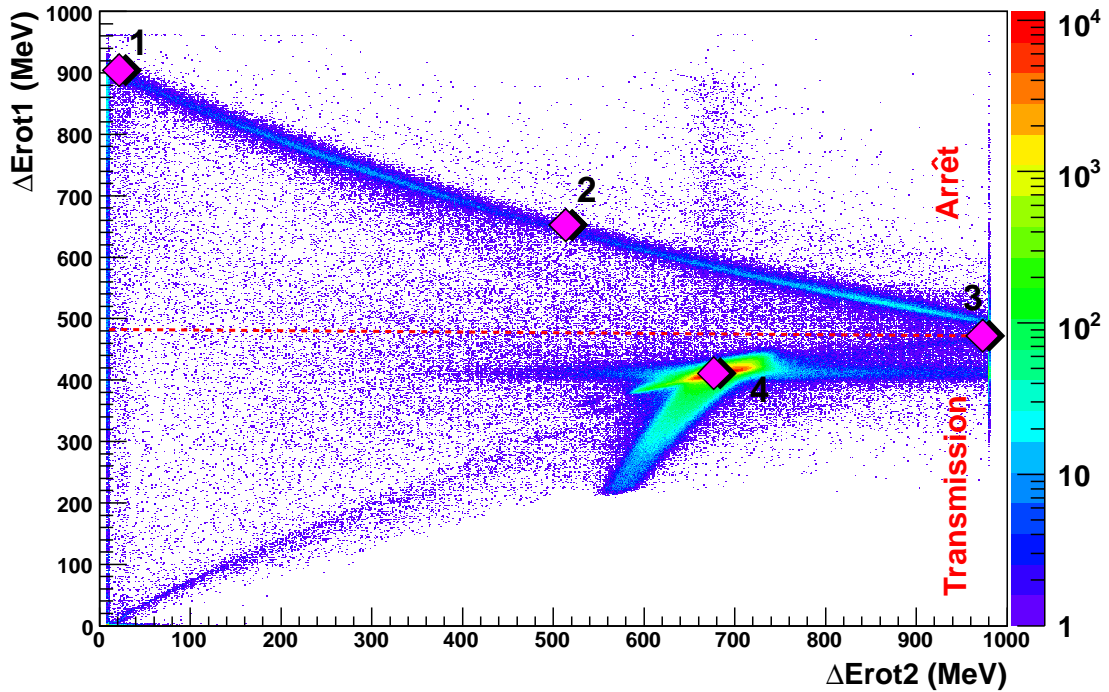


FIG. A.2 – Matrice représentant la perte d'énergie dans Erot1 versus la perte d'énergie dans Erot2.

La situation 3 correspond à la situation limite d'arrêt des noyaux dans Erot1 ou Erot2. Comme montrée en figure (A.2), on peut séparer la matrice en deux régions : l'une correspondant aux évènements qui se sont arrêtés dans Erot1 ou Erot2 situés au dessus des pointillés et l'autre correspondant aux évènements transmis situés en dessous des pointillés.

Annexe B

Schémas de décroissance des sources radioactives de ^{207}Bi et d' ^{152}Eu

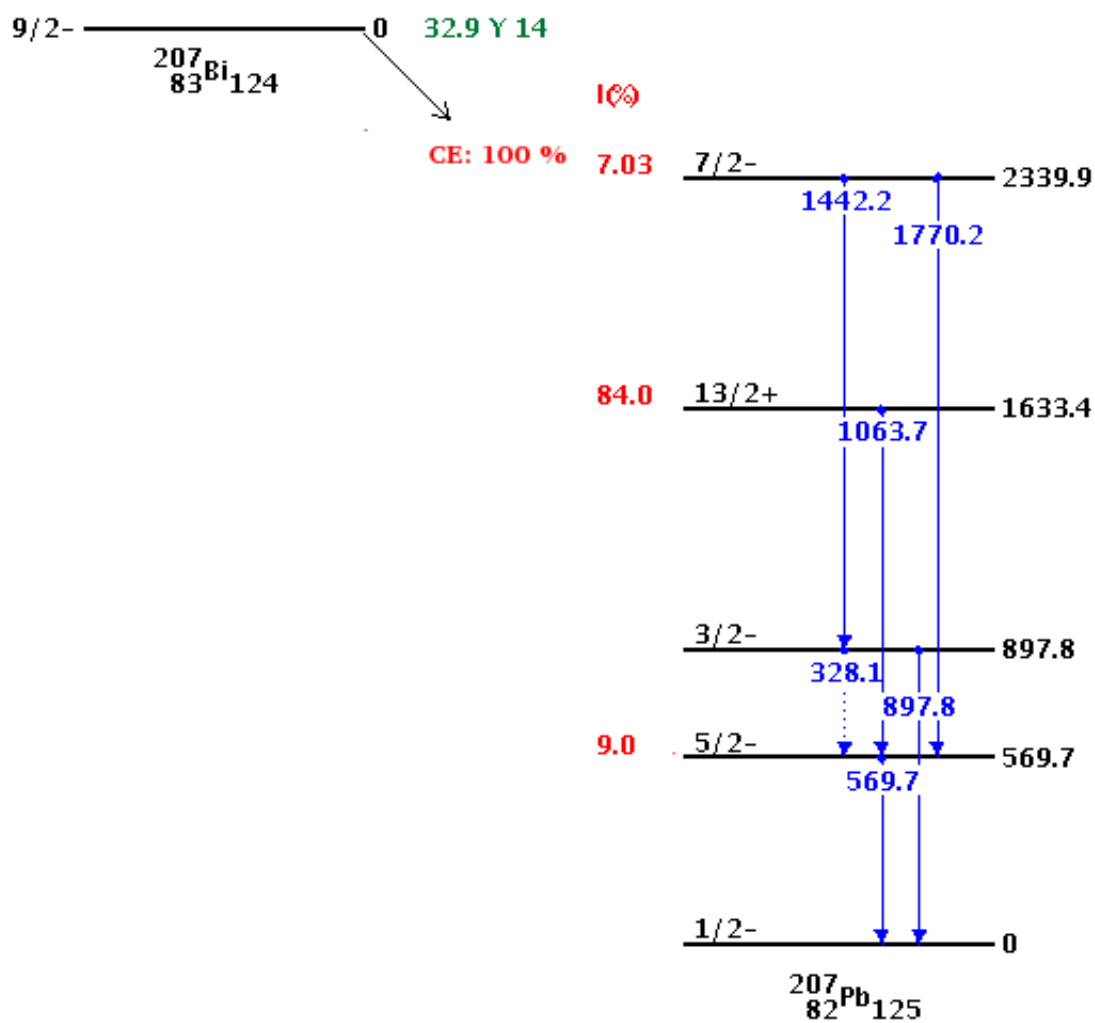


FIG. B.1 – Schéma de décroissance de la source radioactive ^{207}Bi .

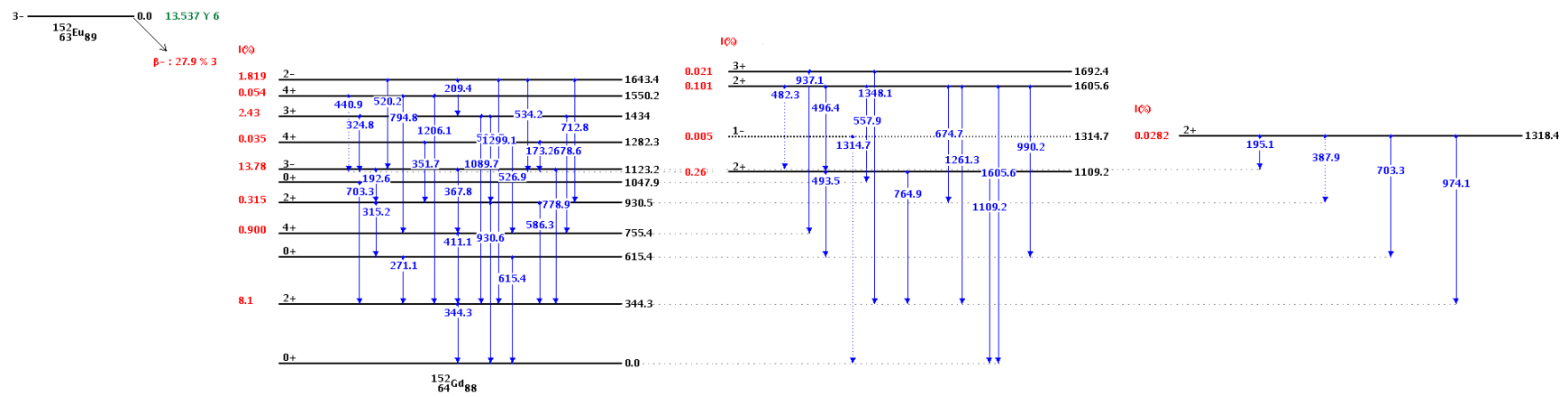


FIG. B.2 – Schéma de décroissance de la source radioactive d' ^{152}Eu vers le ^{152}Gd .

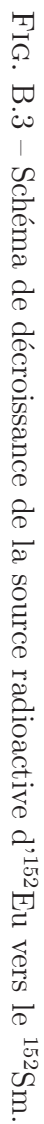


FIG. B.3 – Schéma de décroissance de la source radioactive d' ^{152}Eu vers le ^{152}Sm .

Bibliographie

- [1] C. Detraz et al. *Phys. Rev. C*, 19 :164–176, 1979.
- [2] N. A. Orr et al. *Phys. Lett. B*, 258 :29–34, 1991.
- [3] T. Motobayashi et al. *Phys. Lett. B*, 346 :9–14, 1995.
- [4] M. Goeppert Mayer. *Phys. Rev.*, 75, issue 12 :1969–1970, 1949.
- [5] O. Haxel et al. *Phys. Rev.*, 75, issue 11 :1766, 1949.
- [6] O. Sorlin et al. *Phys. Rev. C*, 47 :2941–2953, 1993.
- [7] H. Scheit et al. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :3967–3970, 1996.
- [8] T. Glasmacher et al. *Phys. Lett. B*, 395 :163–168, 1997.
- [9] B. Bastin et al. *Phys. Rev. Lett.*, 99,022503, 2007.
- [10] F. Sarazin et al. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :5062–5065, 2000.
- [11] G. Audi et al. *Nucl. Phys. A*, 624 :1, 1997.
- [12] S. Péru et al. *Eur. Phys. J. A*, 9 :35–47, 2000.
- [13] R. Rodríguez-Guzmán et al. *Phys. Rev. C*, 65, 024304, 2002.
- [14] G.A. Lalasissis et al. *Phys. Rev. C*, 60, 014310, 1999.
- [15] L. Gaudefroy et al. *Eur. Phys. J. A*, 27, s01 :309–314, 2006.
- [16] E. Caurier et al. *Nucl. Phys. A*, 742 :14–26, 2004.
- [17] P. Doll et al. *Nucl. Phys. A*, 263 :210, 1976.
- [18] P.D. Cottle et K.W. Kemper. *Phys. Rev. C*, 58 :3761–3762, 1998.
- [19] A. Gade et al. *Phys. Rev. C*, 74, 034322, 2006.
- [20] S. Raman et al. *At. Data and Nucl. Data Tables*, 36 :1, 1987.
- [21] D. Sohler et al. *Phys. Rev. C*, 66, 054302, 2002.
- [22] R.W. Ibbotson et al. *Phys. Rev. C*, 59 :642, 1999.
- [23] L. Gaudefroy et al. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 092501, 2009.

- [24] L. Gaudefroy et al. *Phys. Rev. C*, 78, 034307, 2008.
- [25] S. Grevy et al. *Eur. Phys. J. A*, 25, s01 :111–113, 2005.
- [26] P.-G. Reinhard et al. *Phys. Rev. C*, 60, 014316, 1999.
- [27] J.L. Wood et al. *Nucl. Phys. A*, 651 :323–368, 1999.
- [28] J. Kantele. *Handbook of nuclear spectrometry*.
- [29] A. Bohr et B.R. Mottelson. *Nuclear Structure*. W.A. Benjamin, Reading, MA, 1975.
- [30] W. Greiner et J.A. Mahrun. *Nuclear Models*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York, 1995.
- [31] D.L. Hill et J.A. Wheeler. *Phys. Rev.*, 89 :1102–1145, 1953.
- [32] A.S. Davydov et V.S. Rostovsky. *Nucl. Phys.*, 60 :529–543, 1964.
- [33] D. Bazin et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 482 :307–327, 2002.
- [34] R. Anne et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 257 :215–232, 1987.
- [35] L. Perrot et al. *Proceedings of the HIAT09 Conference, Venezia, Italia*, 2009.
- [36] W.R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments : a how to approach*. Springer-Verlag, 1994.
- [37] B. Jäckel et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 261 :543–548, 1987.
- [38] R.S. Hager et E.C. Seltzer. *Nucl. Data Tables*, A6 :1, 1969.
- [39] D.A. Bell et al. *Can J. Phys.*, 48 :2542, 1970.
- [40] A. Passoja et T. Salonen. *report JYFL RR-2/86*, 1986.
- [41] E.L. Church et J. Weneser. *Phys. Rev.*, 103, 4 :1035–1044, 1956.
- [42] R. B. Firestone. *Table of Isotopes vol II*. Virginia S. Shirley.
- [43] N. Brysk et M.E. Rose. *Report USAEC ORNL-1830*, 1955.
- [44] R.H. Dalitz. *Proc. Roy. Soc. A*, 206 :521, 1951.
- [45] D.H. Wilkinson. *Nucl. Phys. A*, 133 :1–9, 1969.
- [46] I.M. Band et al. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 18, 5 :433–455, 1976.
- [47] R. F. Casten. *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Oxford University Press, 2000.
- [48] T. Otsuka. *communication privée*.
- [49] F. Nowacki. *communication privée*.
- [50] E. Caurier. ANTOINE code. 1989-2002.

- [51] E. Caurier et F. Nowacki. *Act. Phys. Pol. B*, 30 :705–714, 1999.
- [52] F. Nowacki et A. Poves. *Phys. Rev. C*, 79, 014310, 2009.
- [53] S. Nummela et al. *Phys. Rev. C*, 63, 044316, 2001.
- [54] B. A. Brown and B. H. Wildenthal. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38 :29, 1988.
- [55] T. Kibédi et al. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 89 :77–100, 2005.

Résumé :

L'étude du noyau de l'atome a pour but d'approfondir notre connaissance de l'interaction nucléaire responsable de la cohésion du noyau. Les noyaux stables ($Z \approx N$) furent les premiers étudiés, permettant une modélisation de l'interaction nucléaire. A cette époque, l'un des buts était de reproduire les propriétés singulières des noyaux "magiques". Avec le développement des accélérateurs, des noyaux riches ou déficients en neutrons ont été créés en laboratoire, donnant accès à l'évolution de l'interaction nucléaire avec l'isospin. Les études effectuées depuis les années 90 sur les noyaux exotiques ayant un nombre de neutrons $N=28$ ont montré que le caractère magique ne persistait pas loin de la stabilité. En particulier, le ^{44}S ($Z=16$, $N=28$) est trouvé déformé dans son état fondamental. Du côté théorique, les calculs prédisent une coexistence de formes sphérique-déformé pour le modèle en couches et déformé-déformé pour le champ moyen. La mesure en 2005 d'un deuxième état 0^+ à faible énergie d'excitation est venue confirmer cette hypothèse sans pouvoir apporter de réponse sur les déformations mises en jeu. L'expérience présentée ici a eu pour but de caractériser cette coexistence de formes à partir des mesures de la probabilité de transition réduite $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et de la force de transition monopolaire $\rho^2(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$. De la faible valeur $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ obtenue, une interprétation sur le mélange des états 0_1^+ et 0_2^+ a été proposée ainsi qu'une comparaison aux résultats de calculs modèle en couches. La faible valeur ρ^2 mesurée a été comparée aux systématiques puis deux interprétations ont été proposées dans le cadre du modèle en couches et du modèle collectif géométrique.

Title : Study of the ^{44}S structure through its isomeric decay

Abstract :

The study of atomic nucleus aims at improving our knowledge about the nuclear interaction that is responsible for the cohesion in the nucleus. At first, stable nuclei ($Z \approx N$) were studied and an expression of the nuclear interaction was derived. At this era, one of the goals was to reproduce unusual properties of the "magic" nuclei. With the development of accelerators, neutrons rich or deficient nuclei were produced giving the opportunity to study the evolution of nuclear interaction as a function of isospin value. Since the nineties, studies about exotic nuclei with $N=28$ neutrons have shown that the "magic" behavior of $N=28$ vanish far from stability. In particular, ^{44}S ($Z=16$, $N=28$) is found to be deformed in its ground state. Theoretically, shell model calculations predict a spherical-deformed shape coexistence whereas a deformed-deformed shape coexistence is predicted from mean field theories. In 2005, a second 0^+ state was discovered at low excitation energy confirming the shape coexistence without giving answers about the type of deformations. The goal of the experiment presented here was to characterize this shape coexistence by measuring the reduced transition probability $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ and the monopolar transition strength $\rho^2(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$. An interpretation about 0^+ states mixing is suggested from the measured low $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ value as well as a comparison with shell model calculations. A low ρ^2 value was also measured and compared to systematics. Interpretations in both shell model and geometrical collective model are suggested.

Mots-clés : Physique nucléaire, structure nucléaire, Modèle en couches (physique nucléaire), formes nucléaires, isométrie, isotopes radioactifs-décroissance radioactive

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

GANIL, BP 55027, 14076 CAEN Cedex 5, FRANCE